F 979

ACADEMIA REPUBLICII POPULARE ROMÎNE
INSTITUTUL DE FIZICĂ

Institut. de Documentare Tehnică
BUCUREȘTI
OBMEH - СВЕРЕ
VYMENA - WYMIANA
TAUSCH - СМЕНА

STUDII ȘI CERCETĂRI DE FIZICĂ

ACADEMIA REPUBLICII POPULARE ROMÎNE

1-2

ANUL V
IANUARIE—IUNIE 1954

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII POPULARE ROMÎNE

ACADEMIA REPUBLICII POPULARE ROMÎNE
INSTITUTUL DE FIZICĂ

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ

1-2

ANUL V

IANUARIE—IUNIE 1954

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII POPULARE ROMÎNE

2

F
979

COMITETUL DE REDACȚIE

T. TĂNĂSESCU, Membru corespondent al Academiei R.P.R. — Redactor responsabil; HORIA HULUBEI; GH. ATANASIU, Membru corespondent al Academiei R.P.R.; A. POTOP.

Budapesti Műszaki Egyetem
Központi Könyvtára
2829

ACADEMIA REPUBLICII POPULARE ROMÎNE
INSTITUTUL DE FIZICĂ

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ

Tomul V, nr. 1–2 Ianuarie-iunie 1954

SUMAR

Pag.

GH. ATANASIU şi T. NEŞTIANU, Cercetări magnetice regionale în Ardeal şi Banat, campania anului 1952 7

REMUS RĂDULEŢ şi ŞERBAN ŢIŢEICA, Intensitate şi inducţie în cîmpurile de forţă 15

E. KATZ, Trecerea radioimpulsurilor prin amestecătorul cu diodă 29

ALEXANDRU GRIGORIU şi GHEORGHE GIURGEA, Contribuţii la determinarea temperaturii cinetice şi temperaturii radiative în atmosferă . . 45

SABBA ŞTEFĂNESCU, Liniile de cîmp magnetic ale poligoanelor regulate de curenţi rectilinii. I 63

LIVIU CONSTANTINESCU, Contribuţii la studiul cîmpului geomagnetic normal. I. Cu privire la variaţia seculară a elementelor geomagnetice în R.P.R. . 73

LIVIU CONSTANTINESCU, N. MILEA şi P. CONSTANTINESCU, Contribuţii la studiul cîmpului geomagnetic normal. II. Distribuţia normlă a valorilor declinaţiei magnetice în R.P.R. 85

M. SOCOLESCU, D. BIŞIR, D. POPOVICI şi M. VISARION, Corecţii izostatice în R.P.R. 91

EDMOND NICOLAU, Generalizarea unor relaţii de reciprocitate şi de conservare în electricitate 95

E. FRIEDLÄNDER şi E. RUCKENSTEIN, O metodă «integrală» de spectrometrie β cu limitare superioară impulsului 115

E. RUCKENSTEIN, Despre procesele de transport de căldură 123

IULIU VIEROŞANU, Aplicaţii ale colorimetriei tricromatice la analiza fluorescentă 135

MIRCEA HEROVANU, Cîteva probleme de actinometrie meteorologică . . . 141

NOTE 157

ACTUALITĂŢI ŞI DISCUŢII ÎN FIZICĂ 173

ACTIVITATEA INSTITUTULUI DE FIZICĂ 185

RECENZII 199

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII POPULARE ROMÎNE

ACADÉMIE DE LA RÉPUBLIQUE POPULAIRE ROUMAINE
INSTITUT DE PHYSIQUE

ÉTUDES ET RECHERCHES DE PHYSIQUE

Tome V, nos 1–2 Janvier-juin 1954

SOMMAIRE

	Page
GH. ATANASIU et T. NEŞTIANU, Recherches de magnétisme terrestre régional en Transylvanie et dans le Banat, en 1952	7
REMUS RĂDULEŢ et ŞERBAN ŢIŢEICA, Intensité et induction dans les champs de force	15
E. KATZ, Passage des radio-impulsions à travers le convertiss à diode	29
ALEXANDRU GRIGORIU et GHEORGHE GIURGEA, Contributions à la détermination de la température cinétique et de la température radiative dans l'atmosphère	45
SABBA ŞTEFĂNESCU, Les lignes de force du champ magnétique des polygones réguliers de courants continus rectilignes I.	63
LIVIU CONSTANTINESCU, Contributions à l'étude du champ géomagnétique normal. I. Relativement à la variation séculaire des éléments géomagnétiques dans la République Populaire Roumaine	73
LIVIU CONSTANTINESCU, N. MILEA et P. CONSTANTINESCU, Contributions à l'étude du champ géomagnétique normal. II. Distribution normale des valeurs de la déclinaison magnétique dans la République Populaire Roumaine	85
M. SOCOLESCU, D. BIŞIR, D. POPOVICI et M. VISARION, Corrections isostatiques dans la République Populaire Roumaine	91
EDMOND NICOLAU, Généralisation de certaines relations de réciprocité et conservation en électricité	95
E. FRIEDLÄNDER et E. RUCKENSTEIN, Une méthode « intégrale » de spectrométrie β avec limitation supérieure de l'impulsion	115
E. RUCKENSTEIN, Sur les processus de transfert de chaleur	123
IULIU VIEROŞANU, Applications de la colorimétrie trichromatique à l'analyse par fluorescence	125
MIRCEA HEROVANU, Quelques problèmes d'actinométrie météorologique	141
NOTES	157
ACTUALITÉS ET DISCUSSIONS DE PHYSIQUE	173
L'ACTIVITÉ DE L'INSTITUT DE PHYSIQUE	195
COMPTES RENDUS	199

ÉDITIONS DE L'ACADÉMIE DE LA RÉPUBLIQUE POPULAIRE ROUMAINE

АКАДЕМИЯ РУМЫНСКОЙ НАРОДНОЙ РЕСПУБЛИКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

ТРУДЫ И ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ

Том V, № 1—2 Январь—июнь 1954

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Г. АТАНАСИУ и Т. НЕШТИАНУ, Исследование областного магнетизма в Ардяле и Банате в 1952 году 7

Р. РЭДУЛЕЦ и Ш. ЦИЦЕЙКА, Мощность и индукция силовых полей 15

Э. КАЦ, Прохождение радио-импульсов через диодный смеситель 29

А. ГРИГОРИУ и Г. ДЖУРДЖА, К вопросу об определении кинетической температуры и температуры излучения в атмосфере 45

С. ШТЕФЭНЕСКУ, Линии магнитного поля в правильных многоугольниках, составленных прямолинейными постоянными токами I. 63

Л. КОНСТАНТИНЕСКУ, К вопросу изучения нормального магнитного поля земли. I. О вековом изменении элементов земного магнетизма в РНР 73

Л. КОНСТАНТИНЕСКУ, Н. МИЛЯ и П. КОНСТАНТИНЕСКУ, К вопросу изучения нормального магнитного поля земли. II. Нормальное распределение величин магнитного склонения в РНР 85

М. СОКОЛЕСКУ, Д. БИШИР, Д. ПОПОВИЧ и М. ВИСАРИОН, Изостатические коррекции в РНР 91

Э. НИКОЛАУ, Обобщение некоторых соотношений взаимности и сохранения в электричестве 95

Е. ФРИДЛЕНДЕР и Е. РУКЕНШТЕЙН, «Интегральный» метод β электрометрии с верхним ограничением импульса 115

Е. РУКЕНШТЕЙН, О процессах теплопередачи 123

Ю. ВИЕРОШАНУ, Применение трехцветной колориметрии к исследованию флуоресценции 135

М. ГЕРОВАНУ, Некоторые задачи метеорологической актинометрии .. 141

ЗАМЕТКИ 157

ДИСКУССИИ И ОБСУЖДЕНИЯ 173

В ИНСТИТУТЕ ФИЗИКИ 195

РЕЦЕНЗИИ 199

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ РУМЫНСКОЙ НАРОДНОЙ РЕСПУБЛИКИ

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 1—2, 1954

CERCETĂRI MAGNETICE REGIONALE ÎN ARDEAL ŞI BANAT, CAMPANIA ANULUI 1952*)

DE

GH. ATANASIU şi T. NEŞTIANU

1. Introducere

Lucrarea de faţă reprezintă continuarea cercetărilor de magnetism regional pe care le urmărim de mulţi ani în Ardeal.

Între anii 1936—1942, Gh. Atanasiu a determinat declinaţia (D) şi componenta orizontală (H) în 42 de staţiuni din centrul Ardealului [1], [2], [3].

În condiţii mai bune de lucru, s-au reluat aceste cercetări în anul 1949 şi au fost continuate, fără întrerupere, în anii 1950, 1951, 1952 şi 1953.

Planul de lucru este acela care a fost expus şi în alte Comunicări ale noastre, anume: o reţea de staţiuni absolute distanţate la circa 20 km, iar intervalele dintre ele cercetate prin profile de variometru magnetic vertical. Acest plan de lucru se aseamănă, în linii generale, cu acela adoptat pentru lucrările de magnetism regional din Uniunea Sovietică [4].

Ţinînd seama de dezvoltarea pe care a luat-o în ultima vreme prospecţiunea magnetică cu variometrul vertical, noi am dat importanţă mai mare determinării, în staţiile absolute, a mărimilor I şi H, care permit a calcula valoarea absolută a componentei verticale Z. Declinaţia a fost măsurată mai rar şi numai în scopul de a readuce la zi măsurile mai vechi de declinaţie făcute de noi în Ardeal.

Pentru realizarea lucrărilor am avut ajutorul Academiei R.P.R. (începînd din anul 1950) şi al Comitetului geologic (1949—1952).

Lucrările efectuate de noi în anii 1949—1953 permit a da o vedere generală a distribuţiei cîmpului magnetic în o bună parte a Ardealului şi în partea de est a Banatului, punîndu-se în evidenţă multe anomalii, dintre care unele de mare întindere şi de intensitate puternică.

De asemenea s-a urmărit variaţia seculară a cîmpului magnetic, prin compararea valorilor absolute găsite în aceleaşi staţiuni între anii 1936—1953. În această ordine de idei am căutat să legăm lucrările noastre de lucrările mai vechi ale lui Kreil (1848—1851), Kurländer (1892—1894) şi Şt. Procopiu. Rezultatele obţinute în legătură cu variaţia seculară vor face obiectul unei lucrări separate.

Ca alte lucrări recente de magnetism regional, referitoare la Ardeal, citãm lucrarea, prof. Liviu Constantinescu, N. Milea şi P. Constantinescu [5]. privitoare la repartiţia normală a declinaţiei în R.P.R. O lucrare

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 2 iunie 1953.

de aceeaşi natură referitoare la R.P. Ungară, dar care se poate extinde şi asupra Ardealului, a publicat A. Tarczy-Hornach [6] de la Institutul de geofizică al Academiei R.P. Ungare.

G. Barta [7] a măsurat în 1943 componenta orizontală şi înclinaţia pentru un număr de staţiuni din Ardeal.

CERCETĂRILE DIN CAMPANIA ANULUI 1952

2. Regiunile studiate în anul 1952

În campania anului 1952 (iulie-august-septembrie) s-au cercetat regiunile:

a. *În Banat*: valea Timişului de la izvoare pînă la Lugoj şi valea Bistrei de la Marga pînă la nord de Caransebeş.

b. *În Ardeal*: valea Mureşului de la Alba-Iulia la Ocna Mureşului şi regiunea dintre Tîrnave, de la Blaj pînă la meridianul Mediaşului.

Pentru această lucrare am avut ca ajutor, în perioada 1 iulie—20 iulie 1952 pe studentul Colban Ştefan, în anul IV al Institutului de mine, secţia geofizică, iar de la 20 iulie pînă la 4 septembrie 1952, pe ing. T. Neştianu de la Institutul de fizică al Academiei R.P.R. De la 4 septembrie la 4 octombrie ing. T. Neştianu a lucrat singur, numai sub îndrumarea prof. Gh. Atanasiu, ridicînd un mare număr de staţiuni de variometru magnetic vertical în regiunea dintre Tîrnave.

În anul 1952 s-au realizat în total 15 staţiuni absolute şi 616 staţiuni de variometru magnetic vertical. Pe lîngă aceasta s-au făcut verificări cu variometrul vertical în toate staţiile absolute de pe profilele de lung parcurs: Oraşul Stalin-Caransebeş (prin Sibiu-Simeria-Haţeg) şi Haţeg-Simeria-Alba Iulia-Turda.

3. Aparatele, etalonarea şi funcţionarea lor

Aparatele pe care le-am utilizat pe teren au fost:

— Un inductor terestru model Askania cu toate accesoriile pentru măsurarea înclinaţiei *I*.

— Un teodolit magnetic model Chasselon pentru măsurarea mărimilor *H* şi *D*.

— Un variometru magnetic vertical model Fanselau, cu magnetul suspendat pe fir de torsiune.

— Un variometru magnetic vertical model Schmidt, cu magnetul oscilînd pe cuţite şi lagăre de cuarţ, aparat construit în Uniunea Sovietică.

— O bobină Helmholtz pentru etalonarea aparatului Fanselau precum şi toate instrumentele şi accesoriile necesare acestui fel de măsuri.

Ca mijloace de transport Comitetul geologic ne-a pus la dispoziţie 2 maşini: o camionetă «Zis» de 1,5 t şi un turism «Gaz». Am parcurs cu ele aproximativ 11.000 km.

Teodolitul magnetic a fost etalonat, ca şi în campaniile din anii precedenţi, înainte şi după campania de lucru pe teren, la Observatorul magnetic Surlari-Căldăruşani.

Sensibilitatea variometrelor verticale a fost măsurată de mai multe ori pe teren în cursul campaniei de lucru.

Transportul aparatelor pe teren s-a făcut cu cea mai mare grijă.

Valorile absolute ale componentei orizontale *H* au fost corectate de variaţia diurnă cu ajutorul buletinelor de înregistrare date de Observatorul magnetic. Eroarea obţinută, în condiţiile de lucru pe teren o evaluăm la $\pm$ 25 γ, asupra valorii absolute a lui *H*.

Pentru a corecta variaţia diurnă a înclinaţiei I ne servim de relaţia $I = \text{arc. tg.} \frac{Z}{H}$. Eroarea asupra lui I este de ord. $\pm 1'$.

Valorile ΔZ obţinute cu variometrul magnetic vertical au fost corectate de variaţia diurnă şi de variaţia de temperatură.

Sensibilitatea variometrului vertical Fanselau, măsurată de mai multe ori pe teren, a fost de 10,35 γ/div. pentru campania anului 1952.

Pe cît posibil, profilele de variometru au fost închise, în fiecare zi, în aceeaşi staţiune de bază. Punctul zero al variometrului Fanselau a fost stabil în toată campania din Banat. Fidelitatea variometrului reiese din confruntarea datelor obţinute în aceleaşi staţiuni la intervale de timp diferite. Astfel după valorile obţinute cu variometrul în staţiile absolute *Sebeş*, *Sibot*, *Orăştie*, *Haţeg*, între 11 iulie şi 11 august, stabilitatea punctului de zero al variometrului s-a păstrat cu o abatere medie de $\pm$ 7 γ.

În partea a doua a campaniei, un accident de transport a deplasat punctul de zero al aparatului, dar profilele zilnice au fost raportate la noua poziţie de zero astfel încît pentru toată campania, eroarea cu care ΔZ, pentru o staţie oarecare de variometru, a fost exprimată faţă de valoarea lui ΔZ în staţia de bază, nu întrece abaterea medie semnalată de $\pm$ 7 γ.

Sensibilitatea variometrului vertical sovietic a fost măsurată cu ajutorul unuia din magneţii auxiliari, al cărui moment magnetic fusese determinat la Observatorul magnetic. Punctul de zero al acestui aparat s-a menţinut stabil în cursul campaniei.

4. Rezultatele obţinute (în 1952)

a. În Banat

În perioada 10 iulie — 10 august 1952 s-au măsurat 9 staţiuni absolute şi anume: pe valea Bistrei la *Voislova*, *Ruşchiţa*, *Poiana Mărului*, iar pe valea Timişului la *Teregova*, *Slatina Timişului*, *Caransebeş*, *Sacul*, *Lugoj*, şi spre Reşiţa la *Brebul*.

Valorile înclinaţiei (necorectate) variază între 61°33′ la Teregova şi 62°16′ la Ruşchiţa.

Valorile componentei orizontale variază între 0,2145 Oe la Ruşchiţa şi 0,2208 Oe la Teregova.

Variaţia componentei verticale ΔZ a fost măsurată în 163 de staţii, cu multe repetiţii în staţiile de bază. Toate valorile lui ΔZ au fost raportate la staţia absolută Caransebeş.

Pe valea Bistrei, în terasele de la sud de Bistra, s-au găsit numeroase anomalii ale componentei verticale, de mică întindere (cîteva zeci de metri) şi cu valori ce depăşesc uneori 2 000 γ, ca de exemplu la est de Voislova. În dreptul staţiunii absolute Voislova, rocile de pe versantul *drept* (*N*) al Bistrei au o susceptibilitate magnetică ridicată; ele formează praguri în albia rîului şi se extind probabil spre sud sub cuvertura depozitelor terasei, ceea ce explică anomaliile magnetice observate. În această regiune ar fi indicat a se face o prospecţiune magnetică de detaliu.

Pe valea Timişului, mergînd spre sud de la Caransebeş la Teregova (circa 35 km) valorile componentei verticale scad în mod neregulat de la zero pînă la aproximativ — 70 γ. De la Caransebeş spre nord valoarea lui ΔZ *creşte anomal* şi mai ales de la Căvăran creşterea e rapidă, conducînd la o vastă anomalie pozitivă, cu valorile lui ΔZ de ordinul a + 1000 γ (faţă de staţiunea absolută Caransebeş). Această anomalie este dirijată NE—SV pe teritoriul comunelor Găvojdia-Ştiuca-Dragomireşti, are o lăţime de circa 6 km şi o lungime, determinată pînă

acum, de peste 10 km. Toată anomalia se află situată pe cîmpia de la SV de Timiş, nefiind trădată la suprafaţă de nici un accident geologic.

Ca program de viitor este indispensabil să se continuie cercetarea întinderii acestei anomalii spre SV şi să se măsoare în acelaşi timp şi cu variometrul magnetic orizontal pentru a se putea face deduceri mai precise asupra adîncimii ei.

Această anomalie este una dintre cele mai întinse şi mai puternice anomalii magnetice de profunzime din ţara noastră. Cercetarea mai amănunţită a acesteia ne va aduce date importante pentru cunoaşterea geologiei de profunzime.

Din punct de vedere geologic, valea Timişului, de la Teregova la Caransebeş, este prinsă între masivele cu roci cristaline ale munţilor Semenic la vest şi Muntele Mic şi Ţarcul la est. De la Caransebeş spre nord valea se lărgeşte considerabil, pierzîndu-se în cîmpia de la sud de Lugoj. La est se găseşte masivul cristalin al munţilor Poiana Ruscă, format dintr-un complex de roci cristaline, cît şi din roci eruptive cretacice superioare, ca de exemplu Banatitele.

La SV de Lugoj, nu departe de Buziaş, apare un masiv de dealuri cu şisturi cristaline, care, după petrograful Streckeisen, sînt de aceeaşi natură cu cele din Poiana Ruscă. Legătura din profunzime dintre aceste masive ar explica proveniența anomaliei de la Ştiuca. De asemenea este posibilă o legătură de profunzime între masivul cristalin de la Bocşa Montană şi cel din Poiana Ruscă.

b. *Valea Mureşului de la Alba Iulia la Ocna Mureşului* (10 august — 4 septembrie 1952)

Aici s-au măsurat 5 staţiuni absolute: *Alba Iulia*, *Teiuş*, *Aiud*, *Blaj*, *Ocna Mureşului*. Primele 4 staţiuni fac parte din reţeaua de staţiuni magnetice absolute, măsurate de prof. Gh. Atanasiu în trecut, pe cînd Ocna Mureşului este o staţiune absolută, nouă.

Valorile înclinaţiei (necorectate), variază între 62°13′ la Alba Iulia şi 62°49′ la Ocna Mureşului, iar valorile componentei orizontale între 0,2147 Oe la Ocna Mureşului şi 0,2184 Oe la Alba Iulia.

Variaţia componentei verticale a fost determinată în 164 de staţiuni. S-a pătruns pe toate drumurile laterale ce dau în valea Mureşului. Profile mai lungi au fost făcute spre nord pînă la Turda şi spre V, în munţii Apuseni, pînă la Brădeşti (circa 26 km).

Toate valorile lui ΔZ au fost raportate la staţia absolută Teiuş.

Concluzia cea mai importantă pentru această regiune este punerea în evidenţă a unei importante anomalii magnetice negative situate în cîmpia Mureşului în regiunea Teiuş. Această anomalie negativă este înconjurată la V, SV, S şi E de o coroană de anomalii pozitive foarte bine caracterizate, care depăşesc uneori 400 γ. Astfel sînt anomaliile de la Benic (304 γ), Galda de Jos (300 γ), Sîntimbru (448 γ), Straja (442 γ), Crăciunel (312 γ) — faţă de staţia absolută Teiuş.

Din punct de vedere geologic, regiunea studiată de noi face parte din marginea de SV a bazinului Transilvaniei. Acest bazin se prezintă ca o puternică zonă de scufundare (depresiune) umplută cu sedimente de vîrstă terţiară. Rezultatele cercetării magnetice arată că în această margine de SV a bazinului Transilvaniei, la Teiuş, trebuie să considerăm ca probabilă existenţa unui bazin secundar de scufundare înconjurat de o coroană de înălţimi îngropate sub depozite mai noi.

Depresiunea de la Teiuş este confirmată şi de studiile gravimetrice.

Anomaliile pozitive şi negative nu sînt trădate de accidente de teren exterioare, astfel că şi în acest caz, studiul magnetic regional aduce rezultate importante pentru lămurirea structurii geologice din adîncime.

Trebuie să mai adăugăm că lucrările geologice menţionează în partea de SV a bazinului Transilvaniei, petece de tufuri vulcanice (andezitice) care se pot găsi în partea cea mai superioară a ponţianului, acoperite de straturi nu prea groase de nisipuri şi pietrişuri. Astfel de tufuri andezitice pot cauza anomalii magnetice de suprafaţă, cum este cazul menţionat mai departe în Dealul Şonii la est de Blaj.

c. *Regiunea dintre Tîrnave, Blaj-Mediaş* (4 sept. — 4 oct.)

În această regiune, în perioada mai sus amintită, s-au făcut ridicări, numai cu variometrul magnetic vertical, de către ing. T. N e ş t i a n u, în 289 staţiuni, astfel alese încît să formeze, pe cît posibil, o reţea pătratică cu distanţa între staţii de 2 km.

Din punct de vedere geologic, regiunea situată în SV bazinului Transilvaniei e acoperită aproape exclusiv cu depozite panoniene (ponţiene). De remarcat este prezenţa unor andezite în dealul Şona (est de Blaj), ce provin, după unii autori din materialul vulcanic aruncat de erupţiile din munţii Apuseni.

Rezultatele obţinute arată că valorile lui ΔZ, în această regiune, variază relativ puţin, în general pînă la $+200\ \gamma$, faţă de st. absolută Teiuş. Se disting 3 zone cu valori mai ridicate:

1. O zonă în regiunea de la sud de Tîrnava Mare, lîngă com. Cenade, dirijată NV—SE.

2. O zonă imediat la nord de Tîrnava Mare, în regiunea Şona-Valea Lungă-Lodorman, dirijată aproximativ E—V.

3. O zonă dirijată N—S, care începe din dreptul localităţii Tîrnăveni şi continuă pînă în valea Tîrnavei Mari.

Toate aceste anomalii sînt provocate probabil de înălţimi ale fundamentului care poate avea o susceptibilitate magnetică mai mare decît a rocilor din cuvertură. Slaba variaţie a lui Z arată că fundamentul se găseşte la mare adîncime, lucru confirmat şi de cercetările geologice.

În concluzie, rezultatele expuse în această lucrare ne dau o imagine mai amănunţită a topografiei cîmpului magnetic pentru regiuni ale ţării aproape necunoscute pînă acum din acest punct de vedere. De asemenea contribuie la cunoaşterea geologiei de profunzime.

În campania anului 1953 am lucrat pe valea Mureşului la nord şi est de Ocna Mureşului şi în regiunea Războieri-Turda. Am făcut de asemenea profile de lung parcurs cu variometrul pe valea Arieşului (Turda-Cîmpeni), pe valea Mureşului (Războieni-Tg. Mureş) şi spre nord, pe traseul Războieni-Turda-Cluj. Rezultatele obţinute în 1953 vor fi expuse într-o viitoare Comunicare.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТНОГО МАГНЕТИЗМА В АРДЯЛЕ И БАНАТЕ В 1952 ГОДУ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

В настоящем сообщении авторы излагают результаты исследований областного магнетизма в Ардяле и Банате, проведенные ими в 1952 году, а также исследований, проведенных ими в Ардяле, в предыдущие годы (1949 — 1951).

Сеть абсолютных станций, расположенных на расстоянии около 20 км одна от другой, является остовом, вокруг которого сосредоточивались работы.

Между этими абсолютными станциями строились профили при помощи вертикального магнитного вариометра. Таким образом получалось отображение областного распределения магнитного поля, даваемое значениями вертикальной составляющей, приведенными к абсолютным станциям. Измерения, произведенные в разные годы на тех же абсолютных станциях, дали возможность определить вековые изменения элементов земного магнетизма.

В 1952 году авторы произвели исследования областного магнетизма в восточной части Баната, в долине реки Муреш и в области между реками Большая и Малая Тырнава (Блаж — Медиаш). Были произведены измерения на 15 абсолютных станциях и 616 станциях с вертикальным магнитным вариометром.

а) В Банате, в долине реки Бистрей, обнаружены аномалии на небольших протяжениях, но с большими значениями изменений вертикальной составляющей, доходящих до $\Delta Z = +2000\,\gamma$. В долине Тимиша, на юго-западе от Лугожа, обнаружена обширная аномалия, занимающая площадь свыше 100 км^2 и с $\Delta Z = +1000\,\gamma$. Эта последняя одна из самых обширных и сильных глубинных аномалий в стране. Массив, вызывающий эту аномалию, покрыт более поздними геологическими формациями равнины, простирающейся к юго-западу от колена, образуемого рекой Тимиш, и присутствие его не обнаруживается никакими его геологическими проявлениями на местности.

б) В долине Муреша была найдена и отмечена очень ясно охарактеризованная *отрицательная* магнитная аномалия в области Теюш равнины Муреша. Отрицательная аномалия окружена венцом положительных аномалий со значениями ΔZ от $+300\,\gamma$ до $+450\,\gamma$.

Эта отрицательная аномалия, расположенная на юго-западной границе большого Трансильванского бассейна, указывает на вероятное существование второстепенного бассейна опускания, окруженного венцом геологических образований, лежащих под более поздними отложениями.

в) В области между обеими Тырнавами было обнаружено три зоны с более высокими значениями вертикальной составляющей порядка $\Delta Z = +200\,\gamma$. Аномалии в этих зонах вызваны, по всей вероятности, высотой основания Трансильванского бассейна, обладающего, повидимому, более высокой магнитной восприимчивостью, чем формации геологической кровли.

В итоге этих исследований получены новые данные для ознакомления с распределением магнтного поля в вышеуказанных областях и с его вековыми изменениями, а также для изучения геологии глубоко лежащих слоев.

RECHERCHES DE MAGNÉTISME TERRESTRE RÉGIONAL EN TRANSYLVANIE ET DANS LE BANAT, EN 1952

(RÉSUMÉ)

Dans ce travail, on expose les recherches de magnétisme terrestre, effectuées en 1952, en Transylvanie et dans le Banat. Tout comme dans les travaux antérieurs, les Auteurs ont mesuré des stations absolues, situées à environ 20 km l'une

de l'autre, qui forment le réseau de référence. L'espace compris entre ces stations absolues est étudié à l'aide du variomètre magnétique vertical. On obtient ainsi la distribution régionale du champ terrestre par des valeurs de la composante verticale, valeurs qui sont toutes rapportées à des stations absolues.

Des mesures effectuées dans les mêmes stations absolues, à des époques différentes, permettent de calculer la variation séculaire des éléments du magnétisme terrestre.

Durant l'été 1952, les Auteurs ont étudié la partie est du Banat, la vallée du Mureş entre Alba Iulia et Ocna Mureşului et la région comprise entre les deux Tîrnave, depuis leur confluence jusqu'au méridien de Mediaş.

Ils ont mesuré dans ces régions 15 stations absolues et 616 stations de variomètre magnétique vertical.

a) *Dans le Banat*, dans la vallée de la Bistra, les Auteurs ont trouvé des anomalies de la composante verticale, de faible étendue mais de forte intensité, allant, jusqu'à $\Delta Z = +2000\ \gamma$. Dans la vallée du Timiş, au S.O. de Lugoj, ils ont mis en évidence une anomalie fort étendue, dont la surface dépasse 100 km^2 et dont l'intensité maximum est de $\Delta Z = +1000\ \gamma$. C'est l'une des plus étendues et des plus intenses anomalies magnétiques de profondeur de ce pays. Le massif qui produit cette anomalie est recouvert par des formations géologiques plus récentes, de la plaine située au S.O. du coude du Timiş. Nul accident géologique ne trahit cette anomalie en surface.

b) *Dans la vallée du Mureş*, dans la région de Teiuş, les recherches ont prouvé l'existence d'une anomalie magnétique *négative* de la composante verticale. Cette anomalie, très bien caractérisée, est entourée d'une couronne d'anomalies positives aux valeurs de ΔZ comprises entre $+300\ \gamma$ et $+455\ \gamma$.

Cette anomalie négative, située en bordure et au sud-ouest du grand bassin de Transylvanie, dénote l'existence, fort probable, d'un bassin secondaire d'affaissement entouré d'une couronne de corps géologiques recouverts par des dépôts plus récents.

c) *Dans la région comprise entre les deux Tîrnave*, 3 zones ont été contourées, pour lesquelles les valeurs de la composante verticale sont plus élevées, de l'ordre de grandeur $\Delta Z = +200\ \gamma$. Ces zones d'anomalies sont probablement provoquées par des hauteurs du fondement du bassin transylvain, fondement dont la susceptibilité magnétique serait plus grande que celle des formations de la couverture.

En résumé, les résultats de ces recherches contribuent à la connaissance de la distribution régionale du champ magnétique et de sa variation séculaire, ainsi qu'à celle de la géologie profonde des régions étudiées.

BIBLIOGRAFIE

1. Gh. Atanasiu, Bulet. Soc. şt. Cluj, 1937, t. VIII, p. 482–501.
2. — An. Inst. Geol. Rom., 1943, t. 22, p. 399–410.
3. — C. R. Acad. St. Rom., 1937, t. I, p. 391; 1938, t. II, p. 160.
4. E. N. Malinina, Izv. Akad. Nauk SSSR, seria G. G., 1947, nr. 1.
5. L. Constantinescu, N. Milea şi P. Constantinescu, Acest volum, p. 85.
6. A. Tarczy-Hornach, Acta Tech. Acad. Sc. Hung., Budapesta, 1952, t. 3, fasc. 1–2, p. 23–51.
7. G. Barta, Public. Inst. Ungar p. Meteorologie şi Magnetism terestru, Budapesta, 1947, nr. 1.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 1—2, 1954

INTENSITATE ŞI INDUCŢIE ÎN CÎMPURILE DE FORŢĂ *)

DE

REMUS RĂDULEŢ şi ŞERBAN ŢIŢEICA

1. *Problema.* Vectorii cîmp ai cîmpurilor de forţă se definesc mai întîi pentru puncte presupuse situate în vid, adică în afara mediilor corporale. De exemplu, vectorul cîmp al cîmpului de gravitaţie în vid e mărimea de stare a cîmpului egală cu raportul dintre greutatea pe care ar avea-o un mic corp situat în acel punct şi dintre masa grea a corpului; vectorul cîmp al cîmpului electric în vid e mărimea de stare a acestui cîmp egală cu raportul dintre forţa care s-ar exercita asupra unui mic corp de probă situat în acel punct şi sarcina electrică adevărată a corpului etc.

Încercarea de a defini în acelaşi fel vectorii cîmp ai cîmpurilor de forţă în mediile corporale nu conduce la un rezultat univoc pentru toate cîmpurile. De exemplu, se poate încerca să se definească vectorul cîmpului de gravitaţie într-un mediu corporal, drept mărimea de stare a cîmpului egală cu limita raportului dintre greutatea şi masa grea a unui mic corp de probă care se găseşte într-o cavitate vidă, practicată în mediul corporal, cînd dimensiunile acestei cavităţi tind către zero; de asemenea, se poate încerca să se definească vectorul cîmp al cîmpului electric într-un mediu corporal, drept mărimea de stare a cîmpului, egală cu limita raportului dintre forţa care se exercită asupra unui corp de probă conductor şi sarcina adevărată a acestuia, corpul de probă fiind situat într-o cavitate vidă practicată în mediul corporal, cînd dimensiunile acestei cavităţi tind către zero.

Pentru ca, printr-o astfel de definiţie, să se obţină în fiecare punct din mediul corporal un singur vector cîmp, ar trebui însă, ca, la stare fizică dată, cîtul prin care se defineşte vectorul cîmp să fie independent de forma şi de orientarea pe care o are cavitatea. Numai experienţa poate decide în această privinţă. Se constată că, în cîmpul de gravitaţie, limita considerată a raportului dintre greutate şi masa grea e independentă de forma şi de orientarea cavităţii. Se defineşte deci, în acest fel, un singur vector cîmp de gravitaţie în corpuri, care se numeşte intensitatea cîmpului de gravitaţie. În cîmpul electric, limita considerată a cîtului dintre forţă şi sarcina electrică adevărată depinde însă, în condiţii date, şi de forma şi de orientarea micii cavităţi vide în care se găseşte conductorul de probă. Părţile mediului corporal din imediata apropiere a corpului de probă, chiar dacă nu au sarcină electrică adevărată, au deci o contribuţie importantă în stabilirea vectorului cîmp electric din locul ocupat de corpul de probă, şi deci în stabilirea forţei care se exercită asupra lui. Acest fapt introduce în studiul stărilor electrice din

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 1 august 1953.

mediile corporale o complicație care nu apare în studiul cîmpului de gravitație. Într-adevăr, fie o stare electrică dată, pentru un moment dat, într-un anumit punct dintr-un mediu corporal. La formă dată a cavității, se definesc, prin cîtul dintre forță și sarcina adevărată, infinit de mulți vectori cîmp electric în corp, fiecare corespunzînd cîte unei orientări posibile a cavității; se definesc și infinit de multe mulțimi de astfel de vectori cîmp, fiecare mulțime corespunzînd cîte uneia dintre formele posibile ale acestor cavități. Încercarea de a defini în acest fel un singur vector cîmp electric într-un mediu corporal dă astfel greș, și deci proprietățile cîmpului electric dintr-un astfel de mediu nu pot fi descrise complet dacă se folosește un singur vector cîmp electric. De exemplu, vectorul cîmp electric definit folosind o cavitate vidă sferică ar fi insuficient pentru a determina cu ajutorul lui forțele care se exercită asupra unui mic conductor electrizat, introdus într-o cavitate vidă care nu e sferică.

Relații analoge survin în cîmpul magnetic.

Maxwell a folosit deci, pentru descrierea macroscopică a proprietăților cîmpurilor electrice și magnetice în mediile corporale, cîte două cîmpuri de vectori, în general independente, pe care le-a numit intensitatea și inducția cîmpului electric, respectiv magnetic. Cîmpurile de forță care prezintă particularitatea că proprietățile lor în mediile corporale sînt determinate abia prin două cîmpuri de vectori le vom numi cîmpuri de forță cu polarizație. Într-o primă accepțiune, polarizația va fi atașată deci cîmpului din mediile corporale.

Comunicarea care urmează cuprinde o analiză a proprietăților de polarizație ale cîmpurilor de vectori susceptibile de a fi folosite pentru a descrie proprietățile cîmpurilor de forță cu polarizație. Analiza e urmată de aplicația rezultatelor la cazul special al cîmpurilor electrice și magnetice.

2. *Cîmpuri de vectori cu polarizație dipolară și cu polarizație axială.* Vectorul cîmp $\overline{G}$ al unui cîmp de vectori poate fi derivat dintr-un potențial scalar φ și un potențial vector $\overline{a}$

$$\overline{G} = -\operatorname{grad} \varphi + \operatorname{rot} \overline{a}. \tag{1}$$

Dacă vectorul cîmp are divergență (div $\overline{G}$), divergență de suprafață (divs $\overline{G}$), divergență de linie (divl $\overline{G}$) și divergență de punct (divp $\overline{G}$), dacă aceste mărimi sînt date în spațiul întreg și dacă sînt satisfăcute anumite condiții la infinit, potențialul scalar corespunzător φ' al cîmpului de vectori e dat de expresia:

$$\varphi' = \frac{1}{4\pi}\left[\int \frac{\operatorname{div}\overline{G}}{R}\,dv' + \int \frac{\operatorname{divs}\overline{G}}{R}\,dA' + \int \frac{\operatorname{divl}\overline{G}}{R}\,ds' + \sum \frac{\operatorname{divp}_i \overline{G}}{R_i}\right], \tag{2}$$

unde R sînt valorile absolute ale razelor vectoare $\overline{R}$ ale punctului în care se calculează potențialul, în raport cu elementele dv', dA', ds', respectiv în raport cu punctele pentru care sînt date mărimile div $\overline{G}$, divs $\overline{G}$, divl $\overline{G}$, respectiv divp $\overline{G}$.

Dacă vectorul cîmp are rotor (rot $\overline{G}$), rotor de suprafață (rots $\overline{G}$) și rotor de linie (rotl $\overline{G}$), dacă aceste mărimi sînt date în spațiul întreg și dacă sînt satisfăcute anumite condiții la infinit, potențialul vector corespunzător $\overline{a}'$ al cîmpului de vectori e dat de expresia

$$a' = \frac{1}{4\pi}\left[\int \frac{\operatorname{rot}\overline{G}}{R}\,dv' + \int \frac{\operatorname{rots}\overline{G}}{R}\,dA' + \int \frac{\operatorname{rotl}\overline{G}}{R}\,ds'\right], \tag{3}$$

unde R are o semnificație analogă cu aceea din expresia potențialului scalar.

Fie un cîmp care are divergenţe de punct dispuse în dubleţi de divergenţe de punct egale şi de semne contrarii. Printr-un proces de trecere la limită, în care polii dubleţilor se apropie astfel unul de altul, încît produsul divergenţei de punct pozitive prin raza vectoare $\bar{l}$ a polului pozitiv în raport cu polul negativ tinde către o limită finită şi bine determinată, se obţine un cîmp cu dipoli elementari de divergenţă. Cîtul prin 4π al produsului amintit se numeşte momentul dipolar $\bar{p}_d$ al cîmpului, în punctul în care se găseşte dipolul elementar

$$\bar{p}_d = \frac{1}{4\pi} \lim (\bar{l} \operatorname{divp} \bar{G}).$$

Dintr-un cîmp cu momente dipolare elementare, se obţine un cîmp cu polarizaţie dipolară, prin procesul de trecere la limită, în care cîtul sumei momentelor dipolare prin volumul în care se găsesc acestea tinde către o limită finită şi bine determinată cînd volumul tinde către zero, pentru orice punct dintr-un anumit domeniu. Limita indicată se numeşte polarizaţia dipolară locală $\bar{P}_d$ a cîmpului. Dacă aceasta e funcţie continuă de punct şi admite un gradient continuu, partea din potenţialul scalar care corespunde polarizaţiei dipolare are expresia

$$\varphi_d = \int \bar{P}_d \cdot \operatorname{grad}' \frac{1}{R} \, dv', \tag{4}$$

în care simbolul, indică operatorul gradient care corespunde deplasării punctului în care se găseşte polarizaţia dipolară $\bar{P}_d$.

Potenţialul scalar rezultant φ al cîmpului este deci

$$\varphi = \varphi'' + \varphi_d, \tag{5}$$

unde φ'' cuprinde potenţialul φ' şi eventual alţi termeni care nu derivă din polarizaţia dipolară, şi deci nu prezintă interes deosebit în analiza care urmează.

Fie un cîmp care are rotor de linie. Printr-un proces de trecere la limită, în care linia închisă care are rotor de linie se restrînge asupra unui punct, astfel încît produsul valorii absolute a rotorului de linie prin vectorul arie al liniei închise să tindă către o limită finită şi bine determinată, se obţine un cîmp cu rotor de punct. Cîtul prin 4π al rotorului de punct îl vom numi momentul axial $\bar{p}_a$ al cîmpului în punctul considerat. Dintr-un cîmp cu rotori de punct, printr-un nou proces de trecere la limită, în care cîtul dintre suma momentelor axiale şi volumul pe care-l ocupă tinde către o limită finită şi bine determinată, în orice punct dintr-un anumit domeniu, se obţine un cîmp pe care-l vom numi cîmp cu polarizaţie axială. Limita indicată o numim polarizaţia axială $\bar{P}_a$ a cîmpului. Partea din potenţialul vector care corespunde polarizaţiei axiale are expresia

$$\bar{a}_a = \int \bar{P}_a \times \operatorname{grad}' \frac{1}{R} \, dv'. \tag{6}$$

Potenţialul vector rezultant $\bar{a}$ al cîmpului este deci

$$\bar{a} = \bar{a}'' + \bar{a}_a. \tag{7}$$

unde $\bar{a}''$ cuprinde potenţialul vector $\bar{a}'$ şi eventual alţi termeni care nu corespund polarizaţiei axiale şi deci nu prezintă interes deosebit în analiza care urmează.

Cu ajutorul fiecărui cîmp de vectori care are polarizaţie dipolară sau polarizaţie axială, se pot defini mai multe cîmpuri de vectori, dintre care cîte două sînt

independente în fiecare punct, și care sînt adecvate pentru a descrie cu ajutorul lor proprietățile cîmpurilor electrice, respectiv magnetice, din mediile corporale. Operația cu ajutorul căreia se pot defini aceste noi cîmpuri de vectori consistă în suprimarea polarizației dipolare, respectiv axiale, din interiorul unei suprafețe închise, și în calculul limitei către care tinde vectorul cîmp dintr-un punct din interiorul acestei suprafețe, după suprimarea polarizației din interiorul ei, cînd suprafața închisă se restrînge asupra acelui punct.

3. *Vectorul cîmp după suprimarea polarizației dipolare din interiorul unei suprafețe închise.* Considerăm un cîmp de vectori cu polarizație dipolară, dar fără polarizație axială — și determinăm un vector cîmp într-un punct din interiorul unei suprafețe închise Σ, în ipoteza că am suprimat polarizația dipolară din interiorul acestei suprafețe. Fie $\overline{G}$, vectorul cîmp înainte de suprimarea polarizației dipolare din interiorul suprafeței. Potențialul său scalar este $\varphi = \varphi'' + \varphi_d$, iar potențialul său vector este $\overline{a} = \overline{a}''$. Fie $\overline{G}\,(\overline{P}_d, \Sigma)$ vectorul cîmp într-un punct din interiorul suprafeței închise Σ, după suprimarea polarizației $\overline{P}_d$ din interiorul acestei suprafețe. Potențialul său scalar este

$$\varphi_\Sigma = \varphi'' + \int_{D_e} \overline{P}_d \operatorname{grad}' \frac{1}{R}\, dv',$$

unde integrala se extinde numai asupra domeniului exterior suprafeței — iar potențialul său vector este $\overline{a} = \overline{a}''$. Rezultă

$$\overline{G}\,(\overline{P}_d, \Sigma) = \overline{G} - \operatorname{grad} \int_{Di} \overline{P}_d \operatorname{grad}' \frac{1}{R}\, dv'$$

unde integrala se extinde numai asupra domeniului din interiorul suprafeței Σ. Integrala poate fi pusă sub forma

$$\int_{D_i} \overline{P}_d \operatorname{grad}' \frac{1}{R}\, dv' = \int_{D_i} \operatorname{div}' \left(\frac{\overline{P}_d}{R}\right) dv' - \int_{D_i} \frac{\operatorname{div}' \overline{P}_d}{R}\, dv' = \int_\Sigma \frac{\overline{P}_d\, \overline{dA}'}{R} - \int_{D_i} \frac{\operatorname{div}' \overline{P}_d}{R}\, dv'.$$

Se obține

$$\overline{G}\,(\overline{P}_d, \Sigma) = \overline{G} - \int_\Sigma \overline{P}_d \operatorname{grad} \frac{1}{R}\, \overline{dA}' + \int_{D_i} \operatorname{div}' \overline{P}_d \operatorname{grad} \frac{1}{R}\, dv'.$$

Cînd domeniul D_i tinde către punctul P în care se calculează vectorul cîmp $\overline{G}\,(\overline{P}_d, \Sigma)$, ultima integrală tinde către zero, oricum ar tinde D_i către P. Integrala de suprafață tinde însă către o limită care depinde de forma suprafeței, cînd aceasta se restrînge asupra unui punct. Se obține deci din $\overline{G}\,(\overline{P}_d, \Sigma)$ vectorul cîmp limită $\overline{G}\,(D, \Sigma)$

$$G(D, \Sigma) = \overline{G} + \lim_{\Sigma \to P} \int_\Sigma \frac{\overline{R}}{R^3} (\overline{dA}' \cdot \overline{P}_d), \tag{8}$$

care depinde de forma suprafeței Σ. Vectorul cîmp $G\,(D, \Sigma)$ corespunzător oricărei forme a suprafeței Σ, e deci funcție liniară și omogenă de vectorii cîmp $\overline{G}$ și $\overline{P}_d$,

sau şi funcţie liniară şi omogenă de valorile vectorului cîmp care corespund la două forme diferite ale suprafeţei Σ. Fie $\overline{\overline{C}}_D$ tensorul respectiv şi fie

$$\overline{\overline{C}}_{D\Sigma} = \lim_{\Sigma \to P} \int_{\Sigma} \frac{\overline{R}}{R^3} (\overline{dA} \cdot \overline{u}_d) \tag{8'}$$

vectorul pe care acest tensor îl asociază orientării $\overline{u}_d$ a polarizaţiei dipolare locale $\overline{P}_d$. Cu această notaţie

$$\overline{G}(D, \Sigma) = \overline{G} + \overline{\overline{C}}_{D\Sigma} P_d. \tag{8''}$$

De exemplu, în cazul unei suprafeţe de cilindru circular drept, a cărui axă are o orientare de versor $\overline{u}_v$ şi raportul $\alpha = \frac{r}{h}$ dintre rază şi înălţime, se obţine

$$\overline{\overline{C}}_{DC} = 2\pi \overline{u}_v (\overline{u}_d \cdot \overline{u}_v)(2 - 3\cos\gamma) + 2\pi \overline{u}_d \cos\gamma, \tag{9}$$

unde

$$\cos\gamma = \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}}$$

şi vectorul cîmp $\overline{G}_{C_v}$ corespunzător are expresia

$$\overline{G}_{C_v} = \overline{G} + \overline{\overline{C}}_{DC} P_d. \tag{9'}$$

Dacă axa acestui cilindru are direcţia polarizaţiei dipolare locale, se obţine

$$\overline{\overline{C}}^{*}_{C_p} = 4\pi \overline{u}_d (1 - \cos\gamma) \tag{9''}$$

şi vectorul cîmp G_{C_p} corespunzător are expresia

$$\overline{G}_{C_p} = \overline{G} + \overline{\overline{C}}_{C_p} P_d. \tag{9'''}$$

Dacă raza cilindrului tinde mai repede către zero decît înălţimea lui (lim cos $\gamma = 1$), se obţine din (9') vectorul cîmp într-un canal foarte strîmt, cu axa în direcţia $\overline{u}_v$

$$\overline{G}_{C_v} = G + 2\pi \overline{P}_d - 2\pi \overline{u}_v (\overline{u}_v \overline{P}_d), \tag{10}$$

iar cînd axa acestui cilindru are direcţia polarizaţiei dipolare locale, se obţine din (9''') un vector cîmp numit intensitatea cîmpului de vectori polarizat dipolar

$$\overline{G}_{C_p} = \overline{G} \tag{10'}$$

egal cu vectorul cîmp $\overline{G}$.

Vectorii cîmp $\overline{G}_{C_v}$ şi $\overline{G}_{C_p}$ au proprietatea importantă

$$\overline{u}_v \overline{G}_{C_v} = \overline{u}_v \overline{G}_{C_p}, \tag{11}$$

oricare ar fi $\overline{u}$.

Dacă se suprimă, de exemplu, polarizaţia dipolară dintr-un canal care îmbracă o curbă, şi ale cărui dimensiuni transversale tind către zero, şi se calculează în

lungul liniei integrala de linie a noului vector cîmp din canal, integrala trebuie efectuată cu vectorul cîmp $\overline{G}_{C_v}$ și se obține

$$\int \overline{G}_{C_v} \, d\overline{r} = \int \overline{G}_{C_p} \, d\overline{r}. \tag{12}$$

Intensitatea cîmpurilor de vectori polarizate dipolar este deci o mărime importantă în calculul integralelor de linie ale vectorilor cîmp de-a lungul canalelor din care s-a suprimat polarizația dipolară.

Dacă înălțimea cilindrului tinde mai repede către zero decît raza lui (lim cos $\gamma = 0$), se obține vectorul cîmp în fanta care are normala în direcția $\overline{u}_v$

$$\overline{G}_{fv} = \overline{G} + 4\pi \, \overline{u}_v (\overline{u}_v \overline{P}_d); \tag{13}$$

cînd axa acestui cilindru are direcția polarizației dipolare locale, se obține un vector cîmp numit inducția cîmpului de vectori polarizat dipolar

$$\overline{G}_{fp} = \overline{G} + 4\pi \, \overline{P}_d \, . \tag{13'}$$

Vectorii cîmp G'_{fv} și G'_{fp} au proprietatea importantă

$$\overline{u}_v \overline{G}_{fv} = \overline{u}_v \overline{G}_{fp}, \tag{14}$$

oricare ar fi $\overline{u}_v$.

Dacă se suprimă, de exemplu, polarizația dipolară dintr-un strat care îmbracă o suprafață și a cărui grosime tinde către zero, și se calculează fluxul prin suprafață al noului vector cîmp din strat, fluxul trebuie calculat cu vectorul cîmp G_{fv} și se obține

$$\int \overline{G}_{fv} \, \overline{dA} = \int \overline{G}_{fp} \, \overline{dA} \, . \tag{15}$$

Inducția unui cîmp de vectori e deci o mărime importantă în calculul fluxului vectorilor cîmp prin straturile din care s-a suprimat polarizația dipolară.

4. *Vectorul cîmp după suprimarea polarizației axiale din interiorul unei suprafețe închise.* Considerăm un cîmp de vectori cu polarizație axială, dar fără polarizație dipolară și determinăm vectorul cîmp într-un punct din interiorul unei suprafețe închise Σ în ipoteza că am suprimat polarizația axială din interiorul acestei suprafețe. Fie $\overline{G}$ vectorul cîmp înainte de suprimarea polarizației axiale din interiorul suprafeței. Potențialul său scalar este $\varphi = \varphi''$, iar potențialul său vector este $\overline{a} = \overline{a}'' + \overline{a}_a$. Fie $\overline{G}(P_a, \Sigma)$ vectorul cîmp într-un punct din interiorul suprafeței închise Σ, după suprimarea polarizației din interiorul acestei suprafețe. Potențialul său scalar este $\varphi = \varphi'$, iar potențialul său vector

$$\overline{a} = \overline{a}'' + \int_{D_e} \overline{P}_a \times \operatorname{grad}' \frac{1}{R} \, dv' \, ,$$

unde integrala se extinde asupra domeniului exterior suprafeței Σ. Rezultă

$$\overline{G}(\overline{P}_a \Sigma) = \overline{G} - \operatorname{rot} \int_{D_i} \overline{P}_r \times \operatorname{grad}' \frac{1}{R} \, dv',$$

unde integrala se extinde numai asupra domeniului din interiorul suprafeţei Σ. Integrala poate fi pusă sub forma

$$\int_{D_i} \overline{P}_a \times \operatorname{grad}' \frac{1}{R}\, dv' = -\int_{D_i} \operatorname{rot}' \left(\frac{\overline{P}_a}{R}\right) dv' + \int_{D_i} \frac{\operatorname{rot}' \overline{P}_a}{R}\, dv' =$$

$$= \int_{\Sigma} \frac{\overline{dA}' \times \overline{P}_a}{R} + \int_{D_i} \frac{\operatorname{rot}' \overline{P}_a}{R}\, dv'.$$

Se obţine

$$\overline{G}(\overline{P}_a, \Sigma) = \overline{G} - \operatorname{rot} \int_{\Sigma} \frac{\overline{dA}' \times P_a}{R} + \operatorname{rot} \int_{D_i} \frac{\operatorname{rot}' \overline{P}_a}{R}\, dv' =$$

$$\overline{G} - \int_{\Sigma} \frac{\overline{R}}{R^3} \times (\overline{dA} \times \overline{P}_r) + \operatorname{rot} \int_{D_i} \frac{\operatorname{rot}' \overline{P}_a}{R}\, dv'.$$

Cînd domeniul D_i tinde către punctul P, în care se calculează vectorul cîmp $\overline{G}(\overline{P}_a, \Sigma)$, ultima integrală tinde către zero, oricum ar tinde domeniul D_i către P. Integrala de suprafaţă tinde însă către o limită care depinde de forma suprafeţei, cînd aceasta tinde către punctul P. Se obţine deci din $\overline{G}(\overline{P}_a, \Sigma)$ vectorul cîmp limită $\overline{G}(A, \Sigma)$

$$\overline{G}(A, \Sigma) = \overline{G} + \lim_{\Sigma \to P} \int_{\Sigma} \frac{\overline{R}}{R^3} \times (\overline{dA}' \times \overline{P}_a) = \overline{G} + \lim_{\Sigma \to P} \int_{\Sigma} \left[\overline{dA}' \left(\frac{\overline{R}\, \overline{P}_a}{R^2} \right) - \overline{P}_a \left(\frac{\overline{dA}'\, \overline{R}}{R^3} \right) \right],$$

care depinde de forma suprafeţei Σ. Se observă că

$$\lim_{\Sigma \to P} \int_{\Sigma} \overline{P}_a \left(\frac{\overline{dA}'\, \overline{R}}{R^3} \right) = 4\pi P_a$$

şi că

$$\lim_{\Sigma \to P} \left[\int_{\Sigma} \overline{dA}' \left(\frac{\overline{R}\, \overline{P}_a}{R^3} \right) - \int \frac{\overline{R}}{R^3} (\overline{dA}'\, \overline{P}_a) \right] = \overline{P}_a \lim_{\Sigma \to A} \int_{\Sigma} \frac{\overline{dA}' \times \overline{R}}{R^3} = \overline{P}_a \operatorname{rot} \left(\frac{\overline{R}}{R^3} \right) = 0,$$

că adică integralele a căror diferenţă s-a calculat sînt egale.

Deci

$$\overline{G}(A, \Sigma) = \overline{G} - 4\pi \overline{P}_a + \lim_{\Sigma \to P} \int_{\Sigma} \frac{\overline{R}}{R^3} (\overline{dA}' \cdot \overline{P}_a). \tag{16}$$

Vectorul $\overline{G}(A, \Sigma)$ corespunzător oricărei forme a suprafeţei Σ, este deci, de asemenea, funcţie liniară şi omogenă de vectorii $\overline{G}$ şi $\overline{P}_a$, adică şi de valorile vectorului cîmp care corespund la două forme diferite ale acestei suprafeţe.

Folosind un tensor $\overline{C}_{A\Sigma}$ şi vectorul $\overline{C}_{A\Sigma}$ pe care acest tensor îl asociază orientării $\overline{u}_a$ a polarizaţiei axiale locale

$$\overline{C}_{A\Sigma} = \lim_{\Sigma \to P} \int_{\Sigma} \frac{\overline{R}}{R^3} (\overline{dA}' \cdot \overline{u}_a) \tag{16'}$$

care e identic cu vectorul (8'), se obține

$$\overline{G}_{A\Sigma} = (\overline{G} - 4\pi \overline{P}_a) + \overline{C}_{A\Sigma} \overline{P}_a . \tag{16''}$$

Rezultă că, la o aceeași repartiție în spațiu a vectorilor $\overline{G}$ și $\overline{P}_a$, respectiv $\overline{P}_d (\overline{P}_a = \overline{P}_d)$, în fiecare suprafață Σ vectorul cîmp corespunzător suprimării polarizației axiale din Σ se obține scăzînd mărimea $4\pi \overline{P}_a$ din vectorul cîmp corespunzător suprimării polarizației dipolare.

De exemplu, în cazul unei suprafețe de cilindru circular drept, a cărui axă are o orientare de versor $\overline{u}_\nu$ și raportul α dintre rază și înălțime, se obține

$$\overline{C}_{AC} = 2\pi \overline{u}_\nu (\overline{u}_a \overline{u}_\nu)(2 - 3\cos\gamma) + 2\pi \overline{u}_a (\cos\gamma - 2) \tag{17}$$

unde $\cos\gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}}$.

Dacă raza cilindrului tinde mai repede către zero decît înălțimea lui ($\lim \cos\gamma = 1$), se obține vectorul cîmp într-un canal foarte strîmt, cu axa în direcția $\overline{u}_\nu$

$$\overline{G}'_{C_\nu} = \overline{G} - 2\pi \overline{P}_a - 2\pi \overline{u}_\nu (\overline{u}_\nu \overline{P}_a), \tag{18}$$

iar cînd axa acestui cilindru are direcția polarizației axiale locale, se obține un vector cîmp numit intensitatea cîmpului de vectori polarizat axial

$$\overline{G}'_{Cp} = \overline{G} - 4\pi \overline{P}_a , \tag{18'}$$

diferit de vectorul cîmp $\overline{G}$.

Vectorii cîmp $\overline{G}'_{C_\nu}$ și $\overline{G}'_{Cp}$ au următoarea proprietate importantă

$$\overline{u}_\nu \overline{G}'_{C_\nu} = \overline{u}_\nu \cdot \overline{G}'_{Cp} . \tag{19}$$

Dacă se suprimă, de exemplu, polarizația axială dintr-un canal care îmbracă o curbă și ale cărui dimensiuni transversale tind către zero, și se calculează integrala de linie a vectorului cîmp din canal în lungul liniei, integrala trebuie efectuată cu vectorul cîmp $\overline{G}'_{C_\nu}$ și se obține

$$\int \overline{G}'_{C_\nu} d\overline{r} = \int \overline{G}'_{Cp} d\overline{r}. \tag{20}$$

Intensitatea cîmpurilor de vectori polarizate axial e deci o mărime importantă în calculul integralelor de linie ale vectorilor cîmp de-a lungul canalelor din care s-a suprimat polarizația axială.

Dacă înălțimea cilindrului tinde mai repede către zero decît raza lui ($\lim \cos\gamma = 0$), se obține vectorul cîmp în fanta cu normala în direcția $\overline{u}_\nu$

$$\overline{G}'_{f_\nu} = \overline{G} + 4\pi \overline{u}_\nu (\overline{u}_\nu \overline{P}_a) - 4\pi \overline{P}_a ; \tag{21}$$

cînd axa acestui cilindru are direcția polarizației axiale locale, se obține un vector cîmp numit inducția cîmpului de vectori polarizat axial

$$\overline{G}'_{fp} = \overline{G}, \tag{21'}$$

egal cu vectorul cîmp $\overline{G}$.

Vectorii cîmp $\overline{G}'_{fv}$ şi $\overline{G}'_{fp}$ au următoarea proprietate importantă

$$\overline{u}_v \overline{G}'_{fv} = \overline{u}_v \overline{G}'_{fp}, \tag{22}$$

oricare ar fi $\overline{u}_v$.

Dacă se suprimă, de exemplu, polarizaţia axială dintr-un strat care îmbracă o suprafaţă şi a cărui grosime tinde către zero, şi se calculează fluxul prin suprafaţă al vectorului cîmp din strat, fluxul trebuie calculat cu vectorul cîmp $\overline{G}'_{fv}$ şi se obţine

$$\int \overline{G}'_{fv} \, \overline{dA} = \int \overline{G}'_{fp} \, \overline{dA}. \tag{23}$$

Inducţia unui cîmp de vectori e deci o mărime importantă în calculul fluxului vectorilor cîmp prin straturile din care s-a suprimat polarizaţia axială.

Comparînd relaţiile dintre vectorii cîmp, dintre intensităţi şi inducţii în cîmpurile de vectori polarizate dipolar şi axial, rezultă că în primele intensitatea este egală cu vectorul cîmp iniţial şi că inducţia este suma dintre intensitate şi $4\pi \overline{P}_d$; mai rezultă că în ultimele inducţia este egală cu vectorul cîmp iniţial, şi că aceasta este, de asemenea, egală cu suma dintre intensitate şi $4\pi \overline{P}_a$. Rezultă de asemenea că în orice altă suprafaţă din care s-a suprimat polarizaţia, vectorul cîmp se obţine în acelaşi fel în funcţie de intensitate şi inducţie, indiferent dacă polarizaţia suprimată e dipolară sau axială. Deci, prin compararea exclusivă a intensităţii cu inducţia şi prin compararea lor cu vectorul cîmp obţinut prin suprimarea polarizaţiei în jurul punctului în care se calculează acest vector cîmp, nu se poate deduce dacă un cîmp de vectori e polarizat dipolar sau axial. Aceasta se poate deduce numai comparînd şi cu vectorul cîmp iniţial.

5. *Polarizaţia cîmpurilor electrice din mediile corporale.* Dacă, la stare exterioară dată, se măsoară vectorii cîmp electric din vidul din canale foarte strîmte practicate în corpuri, există, în fiecare moment şi în fiecare punct, o direcţie privilegiată a axei canalului, pentru care se determină un vector cîmp electric $\overline{E}$, astfel încît proiecţiile sale ortogonale pe axele $\overline{u}_v$ ale celorlalte canale care ar trece prin acelaşi punct sînt egale cu proiecţiile ortogonale, pe aceste axe, ale vectorilor cîmp electric $\overline{E}_v$ din aceste canale

$$\overline{E}\,\overline{u}_v = \overline{E}_v \overline{u}_v.$$

Dacă, la stare exterioară dată, se măsoară vectorii cîmp electric în vidul din fante foarte strîmte practicate în corpuri, se constată că există, în fiecare moment şi în fiecare punct, o direcţie privilegiată a normalei pe fantă, pentru care se determină un vector cîmp electric $\overline{D}'$, astfel încît proiecţiile sale ortogonale pe normalele u_v ale celorlalte fante care ar trece prin acelaşi punct sînt egale cu proiecţiile ortogonale, pe aceste normale, ale vectorilor cîmp electric $\overline{D}'_v$ din aceste fante

$$\overline{D}'\,\overline{u}_v = \overline{D}'_v\, u_v.$$

Direcţiile privilegiate, locale, ale axelor canalelor coincid, în fiecare moment, cu direcţiile privilegiate, locale, ale normalelor pe fante. Dacă se notează

$$4\pi \overline{P}_d = \overline{D}' - \overline{E}$$

cîmpurile $\overline{E}$ satisfac relaţia (10), respectiv (18), iar cîmpurile $\overline{D}'$ satisfac relaţia (13), respectiv (21). Aceasta arată că în mediile corporale cîmpul electric are pola-

rizație, că aceasta se suprimă în cavități odată cu evacuarea mediului corporal din ele și că, pentru descrierea cîmpului polarizat, e nevoie de două cîmpuri de vectori: de exemplu, de cîmpurile intensității $\overline{E}$ și inducției $\overline{D}'$. Cercetarea macroscopică nu permite să se stabilească însă caracterul dipolar, respectiv axial, al acestei polarizații. În teoria electronilor se stabilește că intensitatea $\overline{E}$ reprezintă media macroscopică a vectorului cîmp electric microscopic $\overline{e}$. Aceasta arată, conform relației (10′), că polarizația cîmpului electric din mediile corporale este de natură dipolară.

Experiența mai arată că, dacă $\overline{P}$ este densitatea de volum a momentelor electrice, există relația

$$\overline{P} = \frac{\varepsilon_0}{\varkappa} \overline{P}_d$$

unde ε_0 e permitivitatea vidului și unde $\varkappa=1$ pentru unități raționalizate și $\varkappa=4\pi$ pentru unități de măsură nerațicnalizate. De aceea se operează adesea, mai ales în lucrările de tehnică, cu mărimea $\overline{D} = \varepsilon_0 \overline{D}'$ — care se numește, de asemenea, inducție electrică — și ultima relație se pune sub forma

$$\overline{D} = \varepsilon_0 \overline{E} + \varkappa \overline{P}.$$

Această inducție $\overline{D} = \varepsilon_0 \overline{D}'$ este proporțională cu densitățile de sarcini adevărate, egale și de nume contrare, care ar fi influențate (induse) pe două mici foițe metalice în contact și suprapuse, introduse în fantă normal pe $\overline{D}'$ și apoi separate. Aceeași experiență, efectuată în canalul folosit pentru definirea intensității $\overline{E}$ a cîmpului, permite măsurarea mărimii $\overline{E_0} = \varepsilon_0 \overline{E}$, care este proporțională cu densitatea de sarcină influențată pe foițele introduse în canal normal pe $\overline{E}$. Nu există deci motive principiale pentru a opera cu mărimea $\overline{E}$ pentru canal și cu mărimea $\overline{D} = \varepsilon_0 \overline{D}'$ pentru fantă. Operînd în acest fel, se obține numai o formă foarte utilă a legii fluxului electric.

6. *Polarizația cîmpurilor magnetice din mediile corporale.* Dacă, la stare exterioară dată, se măsoară vectorul cîmp magnetic în vidul din canale foarte strîmte practicate în corpuri, se constată că există, în fiecare moment și în fiecare punct, o direcție privilegiată a axei canalului, pentru care se determină un vector cîmp magnetic $\overline{H}$, astfel încît proiecțiile sale ortogonale pe axele $\overline{u}_\nu$ ale celorlalte canale care ar trece prin același punct, sînt egale cu proiecțiile ortogonale, pe aceste axe, ale vectorilor cîmp magnetic $\overline{H}_\nu$ din aceste canale

$$\overline{H}\,\overline{u}_\nu = \overline{H}_\nu \cdot \overline{u}_\nu.$$

Dacă, la stare exterioară dată, se măsoară vectorii cîmp magnetic în vidul din fante foarte strîmte, practicate în corpuri, se constată că există, în fiecare moment și în fiecare punct, o direcție privilegiată a normalei pe fantă, pentru care se determină un vector cîmp magnetic $\overline{B}'$, astfel încît proiecțiile sale ortogonale, pe normalele $\overline{u}_\nu$ ale celorlalte fante care ar trece prin același punct, sînt egale cu proiecțiile ortogonale, pe aceste normale, ale vectorilor cîmp magnetic $\overline{B}'_\nu$ din aceste fante

$$\overline{B}'\,\overline{u}_\nu = \overline{B}'_\nu\,\overline{u}_\nu.$$

Direcţiile privilegiate, locale, ale axelor canalelor coincid, în fiecare moment, cu direcţiile privilegiate, locale, ale normalelor pe fante. Dacă se notează

$$4\pi \overline{P}_a = \overline{B}' - \overline{H},$$

cîmpurile $\overline{H}$ satisfac relaţia (10), respectiv (18), iar cîmpurile $\overline{B}'$ satisfac relaţia (13), respectiv (21). Aceasta arată că în mediile corporale şi cîmpul magnetic are polarizaţie, că aceasta se suprimă în cavităţi odată cu evacuarea mediului corporal din ele şi că, pentru descrierea lui, e nevoie de două cîmpuri de vectori: de exemplu, de cîmpurile intensităţii $\overline{H}$ şi inducţiei $\overline{B}'$. Cercetarea macroscopică nu permite să se stabilească însă caracterul dipolar, respectiv axial, al acestei polarizaţii. În teoria electronilor se stabileşte că inducţia $\overline{B}'$ reprezintă media macroscopică a vectorului cîmp magnetic microscopic $\overline{b}'$. Aceasta arată, conform relaţiei (21'), că polarizaţia cîmpului magnetic din mediile corporale este o polarizaţie axială.

Caracterul de mărime primordială al intensităţii cîmpului electric derivă deci din caracterul dipolar al polarizaţiei cîmpului electric, iar caracterul de mărime primordială al inducţiei magnetice derivă din caracterul axial al polarizaţiei cîmpului magnetic. Aceasta arată utilitatea noţiunii de polarizaţie axială, introdusă în prezenta Comunicare.

Experienţa mai arată că, dacă $\overline{M}$ e densitatea de volum a momentelor magnetice, există relaţia

$$\overline{M} = \frac{\mu_0}{\varkappa} \overline{P}_a,$$

unde μ_0 e permeabilitatea magnetică a vidului. De aceea se operează adesea, mai ales în lucrările tehnice, cu mărimea $\overline{B} = \mu_0 \overline{B}'$, care se numeşte, de asemenea, inducţie magnetică — şi relaţia $\overline{P}_a = \overline{B}' - \overline{H}$ se pune sub forma

$$B = \mu_0 H + \varkappa \overline{M}.$$

Această inducţie $\overline{B} = \mu_0 \overline{B}'$ intervine în acţiunea ponderomotoare care se exercită asupra unui conductor liniar, introdus adecvat în fanta folosită pentru a defini mărimea $\overline{B}'$. Aceeaşi experienţă, efectuată adecvat în canalul folosit pentru a defini mărimea $\overline{H}$, permite să se măsoare mărimea $\overline{H}_0 = \mu_0 \overline{H}$. Nu există deci motive principiale pentru a opera cu mărimea $\overline{H}$ pentru canal şi cu mărimea $\overline{B}$ pentru fantă. Operînd în acest fel, se obţine numai o formă foarte utilă a legii inducţiei electromagnetice.

МОЩНОСТЬ И ИНДУКЦИЯ СИЛОВЫХ ПОЛЕЙ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

При исследовании поляризованных векториальных полей пользуются дипольной поляризацией, определяемой как обычная плотность дипольных моментов (дипольно пляризованные поля). Дипольный момент является величиной пропорциональной пределу произведения, получаемого от умножения положительной дивергенции точки дублета дивергенций, на радиусы векторы положительного полюса, связанные

с отрицательным полюсом дублета, когда полюсы, таким образом, приближаются один к другому и дивергенции точки так возрастают, что рассматриваемое произведение стремится к конечному и строго определенному пределу.

В настоящем сообщении вводится величина, названная осевой поляризацией векториальных полей и определяемая как объемная плотность осевых моментов, когда таковые существуют (поля, поляризованные по оси). Осевой момент представляет собой величину, пропорциональную пределам произведения, получаемого от умножения абсолютной величины линейного ротора на вектор полощади замкнутой его линии, когда эта линия сводится таким образом к одной точке и линейный ротор так возрастает, что рассматриваемое произведение стремится к конечному и строго определенному пределу.

Векториальные поля поляризованные дипольно соответственно по оси могут быть исследованы при помощи векторов поля (8) соответственно (16), получающихся в замкнутых поверхностях Σ, после устранения из пределов этих поверхностей дипольной поляризации соответственно осевой поляризации. Получаются простые зависимости, если используются мощности (10a), (18a) и индукции (13a), (21a) векториальных полей, то есть векторы поля, получающиеся при устранении дипольной поляризации соответственно осевой поляризации в канале, параллельном локальной поляризации соответственно в щели перпендикулярной этой поляризации. Мощность (10a) векториального поля $\overline{G}$ с дипольной поляризацией $\overline{F}_d$ равна $\overline{G}$, а мошность (18a) векториального поля $\overline{G}$ с осевой поляризацией $\overline{F}_a$ равна $\overline{G} - 4\overline{P}_a$. Индукция (13$a$) векториальной точки дипольно поляризованной равна $\overline{G} + 4\overline{P}_a$, а индукция (21$a$) векториального поля, поляризованного по оси равна $\overline{G}$. Разница между индукцией и мощностью, таким образом, пропорциональна локальной поляризации во всех векториальных полях, независимо от того поляризованы ли они дипольно или по оси. Различие между ними появляется только тогда, когда сравнивается мошность и индукция с вектором поля $\overline{G}$ до устранения локальной поляризации.

Авторы доказывают, что мощность векториального поля поляризованного дипольно или по оси имеет следующие свойства: линейный его интеграл по какой-либо линии равен линейному интегралу по той же линии вектора поля, получающегося после устранения поляризации в канале, охватывающем линию и сечение которого стремится к нулю. Авторы доказывают затем, что индукция векториального поля, поляризованного дипольно или по оси имеет следующее свойство: поток ее, проходящий через какую-либо поверхность, равен проходящему через эту поверхность потоку вектора поля, получающегося после устранения поляризации в щели, охватывающей поверхность, и ширина которой стремится к нулю.

Принимая во внимание эти зависимости и опыт, авторы указывают, что как электрические, так и магнитные поля представляются полями поляризованными без того, однако, чтобы макроскопическое исследование могло непосредственно определить дипольный или осевой характер этой поляризации. Микроскопическое исследование (электронная теория) показывает, однако, что поляризация электрического поля

носит дипольный характер, то есть, что в этом поле мощность является первенствующей величиной тогда как поляризация магнитного поля носит осевой характер, то есть, что в этом поле первенствующей величиной является индукция. В заключение авторы доказывают, что не существует принципиальных обоснований пользоваться в электрических и магнитных полях индукцией, величины которой отличались бы от величин мощности поля, подобно тому как это делают электротехники в отличие от физиков, несмотря на то, что использование индукции, применяемой электротехниками, также полезно с известных точек зрения.

INTENSITÉ ET INDUCTION DANS LES CHAMPS DE FORCE

(RÉSUMÉ)

Dans l'étude des champs de vecteurs polarisés, on se sert de la polarisation dipolaire, définie densité de volume des moments dipolaires (champs polarisés dipolairement). Le moment dipolaire est une grandeur proportionnelle à la limite du produit de la divergence positive de point d'un doublet de divergences, par le rayon vecteur du pôle positif en rapport avec le pôle négatif du doublet lorsque les pôles se rapprochent l'un de l'autre de telle manière et les divergences de point augmentent de telle manière que le produit considéré tende vers une limite finie et bien déterminée.

Dans cette Note, on introduit la grandeur dénommée *polarisation axiale des champs de vecteurs*, définie densité de volume des moments axiaux dans le cas où ceux-ci existent (champs à polarisation axiale). Le moment axial est une grandeur proportionnelle à la limite du produit de la valeur absolue du rotationnel de lignes par le vecteur aire de sa ligne fermée, quand cette ligne se restreint sur un point de telle manière et le rotationnel de ligne augmente de telle manière, que le produit considéré tende vers une limite finie et bien déterminée.

Les champs des vecteurs dipolairement polarisés, respectivement à polarisation axiale, peuvent être étudiés à l'aide des vecteurs-champs (8), respectivement (16), que l'on obtient en surfaces fermées Σ, après avoir supprimé à l'intérieur de ces surfaces la polarisation dipolaire, respectivement la polarisation axiale. On obtient des relations simples en utilisant les intensités (10), (18) et les inductions (13), (21) des champs de vecteurs, c'est-à-dire les vecteurs-champs que l'on obtient en supprimant la polarisation dipolaire, respectivement la polarisation axiale, d'un canal parallèle à la polarisation locale, respectivement d'une fente normale sur cette polarisation. L'intensité (10 *a*) d'un champ de vecteurs $\overline{G}$, qui a la polarisation dipolaire $\overline{P}_d$, est égale à $\overline{G}$, et l'intensité (18) d'un champ de vecteurs $\overline{G}$ qui a la polarisation axiale $\overline{P}_a$ est égale à $\overline{G} - 4\overline{P}_a$. L'induction (13) d'un champ de vecteurs polarisé dipolairement est égale à $\overline{G} + 4\overline{P}_a$, et l'induction (21) d'un champ de vecteurs à polarisation axiale est égale à $\overline{G}$. La différence entre l'induction et l'intensité est donc proportionnelle à la polarisation locale dans tous les champs de vecteurs, indifféremment si cette polarisation est dipolaire ou axiale. La différence entre elles n'apparaît que lorsque l'on compare l'intensité et l'induction au vecteur-champ $\overline{G}$ avant la suppression de la polarisation locale.

On démontre que l'intensité d'un champ de vecteurs, polarisé dipolairement ou axiellement, présente la propriété suivante: son intégrale de ligne le long d'une ligne quelconque est égale à l'intégrale de ligne le long de cette ligne du vecteur-champ que l'on obtient après avoir supprimé la polarisation d'un canal qui envelopperait la ligne et dont la section tendrait vers zéro.

On démontre ensuite que l'induction d'un champ de vecteurs polarisé dipolairement ou axialement présente la propriété suivante: son flux par une surface quelconque est égal au flux par cette surface du vecteur-champ que l'on obtient après avoir supprimé la polarisation d'une fente qui recouvrirait la surface et dont la largeur tendrait vers zéro.

En tenant compte de ces relations et de l'expérience, les champs électriques, aussi bien que les champs magnétiques, apparaissent comme des champs polarisés, toutefois, sans que l'examen macroscopique puisse déterminer directement le caractère, dipolaire ou axial, de cette polarisation. L'examen microscopique (théorie des électrons) montre cependant que la polarisation du champ électrique est de nature dipolaire — c'est-à-dire que, dans ce champ, l'intensité est la grandeur primordiale — et que la polarisation du champ magnétique est de nature axiale — c'est-à-dire que, dans ce champ, l'induction est la grandeur primordiale.

En conclusion, on fait remarquer qu'il n'y a pas de motif de principe pour agir dans les champs électriques et magnétiques au moyen d'une induction dont les dimensions diffèrent de celles de l'intensité du champ, comme procèdent en général les électrotechniciens, par opposition aux physiciens, quoique l'opération à l'aide de l'induction, que pratiquent les électrotechniciens, soit très utile à certains points de vue.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V. nr. 1—2, 1954

TRECEREA RADIOIMPULSURILOR PRIN AMESTECĂTORUL CU DIODĂ *)

DE

E. KATZ

Odată cu răspîndirea şi încetăţenirea metodelor tehnicii impulsurilor în diferitele ramuri ale radiotehnicii, studiul problemelor legate de comportarea diferitelor sisteme în regim de impulsuri a căpătat o importanţă din ce în ce mai mare, atît din punct de vedere teoretic, cît şi din punct de vedere practic.

Avînd în vedere durata extrem de mică (între 0,3 şi 10 microsecunde), a impulsurilor cu care se lucrează în radiolocaţie şi în radiotelefonia prin impulsuri, studiul comportării sistemelor sub acţiunea impulsurilor de curent sau tensiune aplicate la intrare revine la studiul fenomenelor tranzitorii din sistemul respectiv.

În literatura de specialitate au fost publicate nenumărate lucrări privind fenomenele tranzitorii în diferitele sisteme liniare. Printre aceste lucrări, un loc deosebit îl ocupă lucrările savanţilor sovietici V. I. Siforov şi S. I. Evtianov. Mult mai săracă este literatura privind studiul fenomenelor tranzitorii în elementele neliniare.

Din punctul de vedere al studiului comportării lor în regim tranzitoriu, elementele neliniare pot fi despărţite în două grupe: elementele care lucrează cu pentode (amestecători cu pentodă, limitatori, amplificatori în regim neliniar) şi cele care lucrează cu diode sau triode (amestecători cu diodă sau triodă, detectori etc.).

Studiul elementelor din prima grupă este relativ mai simplu; într-adevăr, ţinînd seama pe de o parte că în schemele cu pentode este pe deplin justificată neglijarea acţiunii anodei (curentul prin tub poate fi considerat funcţie numai de tensiunea pe grilă), iar pe de altă parte, de faptul că circuitul anodic este selectiv, neliniaritatea poate fi uşor «liniarizată», considerînd că asupra sarcinii anodice acţionează nu tot curentul ce trece prin tub, ci numai componenta în rezonanţă cu sarcina anodică. În sistemele corect proiectate, amplitudinea componentei curentului în rezonanţă cu sarcina anodică este funcţie liniară de amplitudinea tensiunii aplicate pe grilă (în cazul limitatorilor, lucrul acesta este bineînţeles valabil în afara domeniului de limitare). În felul acesta, studiul proceselor tranzitorii din sistem se reduce la studiul proceselor tranzitorii din circuitul anodic sub acţiunea componentei în rezonanţă a curentului anodic. Studiul sistematic al acestor elemente a fost făcut de A. A. Kulikovski.

---

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 5 august 1953.

Studiul elementelor din grupa a doua prezintă greutăți mult mai mari, tocmai fiindcă o asemenea «liniarizare» nu este posibilă. Studiul detecției impulsurilor a fost făcut de L. S. Gutkin.

În studiul de față se face analiza fenomenului tranzitoriu în amestecătorul cu diodă și anume, se analizează forma înfășurătorii impulsului la ieșirea din amestecător, cînd la intrare acționează un impuls dreptunghiular.

★

Studiul funcționării amestecătorului cu diodă (tub electronic sau cristal) în regim permanent a fost, în liniile esențiale, terminat de abia în ultimii ani, în lucrările lui L. S. Gutkin [1].

Schema echivalentă a amestecătorului cu diodă, adaptat, este cea din figura 1.

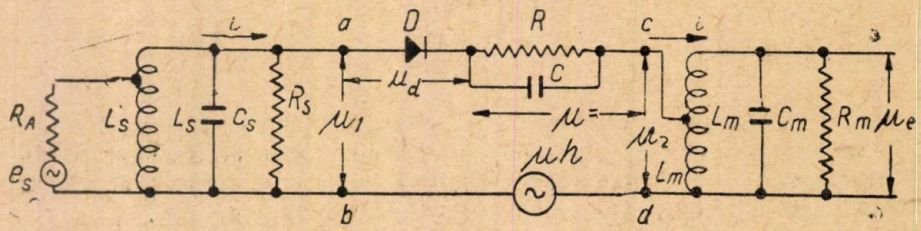


Fig. 1

La stînga punctelor a b avem schema echivalentă a circuitului de intrare, unde:

e_s = forța electromotoare a semnalului,
R_A = rezistența internă a preamplificatorului sau a antenei,
L_S, C_S = circuitul oscilant de intrare, acordat pe frecvența semnalului,
K_i = coeficientul de cuplaj al circuitului de intrare,
R_S = rezistența echivalentă, reprezentînd toate pierderile din circuitul de intrare.

La fel, la dreapta punctelor c d avem circuitul de ieșire unde L_m, C_m, R_m, K_m au aceeași semnificație, indicele m arătînd că este vorba de circuitul de frecvență intermediară. În R_m este inclusă rezistența de sarcină.

Între bornele a b și c d avem circuitul echivalent al amestecătorului propriu-zis, unde:

D = dioda (tub sau cristal),
R, C = grupul de negativare,
U_h = tensiunea dată de heterodină.

Pentru a ușura calculele, vom înlocui schema din figura 1 cu cea din figura 2, unde

$$u_s = \frac{e_s}{K_i} \quad ; \quad R'_A = \frac{R_A}{K_i^2} \quad ; \quad R'_m = K_m^2 R_m \quad ; \quad u_e = \frac{u_2}{K_m} \tag{1}$$

Ne propunem să stabilim forma tensiunii u_2 pe sarcină, funcție de tensiunea u_s la intrare. Cu ajutorul relațiilor (1) se poate apoi trece ușor la stabilirea relației dintre u_e și e_s.

În regim permanent, fenomenele din amestecător sînt descrise de următoarele relații bine cunoscute (2):

Tensiunea pe diodă

$$u_d = u_1 + u_h - u_2 - u\,. \tag{2}$$

Curentul prin diodă

$$i = f(u_d) = f(u_h - u_= + u_1 - u_2). \tag{3}$$

Ţinînd seama de relaţiile dintre tensiunile semnalului şi de frecvenţă intermediară şi tensiunea heterodinei,

$$\begin{aligned} u_1 &\ll u_h \\ u_2 &\ll u_h \end{aligned} \tag{4}$$

putem scrie

$$i = f(u_h - u_=) + f'(u_h - u_=)(u_1 - u_2) + \ldots \tag{5}$$

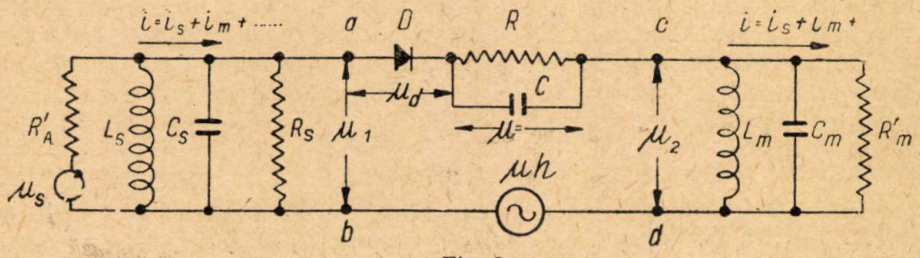


Fig. 2

unde $f(u_h - u_=)$ şi $f'(u_h - u_=)$ pot fi dezvoltate în serie Fourier

$$f(u_h - u_=) = I_0 + I_1 \cos \omega_h t + \ldots + I_k \cos k\,\omega_h t + \ldots \tag{6}$$

$$f'(u_h - u_=) = S_0 + S_1 \cos \omega_h t + \ldots + S_k \cos k\,\omega_h t + \ldots \tag{7}$$

Atunci curentul prin diodă va fi

$$i = (I_0 + I_1 \cos \omega_h t + \ldots) + (u_1 - u_2)(S_0 + S_1 \cos \omega_h t + \ldots) + \ldots \tag{5'}$$

Avînd în vedere că

$$u_h = U_h \cos \omega_h t \tag{8}$$

$$u_1 = U_1 \cos(\omega_s t + \varphi_s) \tag{9}$$

$$u_2 = U_2 \cos(\omega_m t + \varphi_m) \tag{10}$$

unde ω_h, ω_s, ω_m sînt respectiv pulsaţiile tensiunilor heterodinei, semnalului şi frecvenţei intermediare, pe baza formulei (5') se determină curentul de frecvenţă a semnalului şi curentul de frecvenţă intermediară

$$i_s = S_0 U_1 \cos(\omega_s t + \varphi_s) - \frac{1}{2} S_k U_2 \cos(\omega_s t + \varphi_m) \tag{11}$$

$$i_m = -S_0 U_1 \cos(\omega_m t + \varphi_m) + \frac{1}{2} S_k U_1 \cos(\omega_m t + \varphi_s) \tag{12}$$

unde

$$\omega_m = \omega_s - K\,\omega_h\,. \tag{13}$$

Relațiile (11) și (12) ne arată că, nu numai curentul de frecvență intermediară depinde de tensiunea u_1 de intrare și de tensiunea u_2, tensiunea de pe sarcină (acțiunea anodei), dar că și curentul de frecvență al semnalului depinde la rîndul său nu numai de u_1, tensiunea semnalului, ci și de u_2, tensiunea de frecvență intermediară (așa-numitul fenomen de transformare inversă a frecvenței).

Să arătăm că, în cazul în care timpul de stabilire, t_s, este cel puțin de 2—3 ori mai mare ca T_m (unde $T_m = \frac{1}{f_m}$ perioada frecvenței intermediare) datorită faptului că tensiunile semnalului și de frecvență intermediară sînt mici în raport cu tensiunea heterodinei, relațiile (11) și (12) rămîn cu suficientă aproximație valabile și în regim tranzitoriu.

Să arătăm mai întîi că coeficienții relațiilor (11) și (12) S_0 și S_k, care caracterizează funcționarea tubului în raport cu componenta continuă și cu armonica de ordinul k a curentului prin tub și care depind de regimul tubului, adică de tensiunile aplicate pe tub, sînt aceiași în regim permanent și în regim tranzitoriu. Într-adevăr, amplitudinea tensiunii heterodinei este constantă. Ținînd seama și de relația (4), se poate considera că în timpul fenomenului tranzitoriu tensiunea pe grupul de negativare $u_=$ rămîne constantă,

$$u_= = \text{const.} \tag{14}$$

De unde rezultă că, cu toată variația tensiunilor mici ale semnalului și de frecvență intermediară, *în timpul fenomenului tranzitoriu* S_0 *și* S_k *nu variază*, adică

$$S_0 = \text{const}, \; S_k = \text{const}. \tag{15}$$

Mai departe, să arătăm că amplitudinile tensiunilor și curenților care intră în relațiile (11) și (12) sînt funcții de tip lent variabile. Într-adevăr, dacă durata fenomenului tranzitoriu

$$t_s \geqslant 2 \div 3\, T_m, \text{ unde } T_m = \frac{1}{f_m} \tag{16}$$

atunci este pe deplin justificat să considerăm, avînd în vedere că ambele circuite sînt selective, că tensiunile pe circuitele oscilante sînt sinusoidale, adică că amplitudinea acestor tensiuni se modifică puțin în timpul unei perioade. Cu alte cuvinte, putem considera că amplitudinile U_1, U_2, I_s și I_m sînt funcții de timp lent variabile. Și deci, în regim tranzitoriu, relațiile (11) și (12) se scriu

$$i_s = I_s(t)\cos(\omega_s t + \varphi'_s) = S_0\, U_1(t)\cos(\omega_s t + \varphi_s) - \frac{1}{2} S_k U_2(t)\cos(\omega_s t + \varphi_m) \tag{17}$$

$$i_m = I_m(t)\cos(\omega_m t + \varphi'_m) = -S_0\, U_2(t)\cos(\omega_m t + \varphi_m) + \frac{1}{2} S_k\, U_1(t)\cos(\omega_m t + \varphi_s) \tag{18}$$

unde $U_1(t)$, $U_2(t)$, $I_s(t)$, $I_m(t)$ sînt funcții de timp lent variabile.

În concluzie, se poate considera că, în primă aproximație, cunoscuta teză asupra cvasiliniarității amestecătorului cu diodă rămîne valabilă și în regim tranzitoriu, și anume: amestecătorul cu diodă, care în fond este un element neliniar, se comportă față de amplitudinile mici ale tensiunii semnalului și de frecvență intermediară, atît în regim permanent *cît și în regim tranzitoriu*, ca un element liniar, neliniaritatea sa manifestîndu-se numai în transformarea frecvenței semnalului în cea intermediară și invers.

Ţinînd seama de acestea, fenomenele tranzitorii în amestecătorul cu diodă pot fi considerate ca procesele de stabilire ale tensiunilor u_s şi u_2 sub acţiunea, respectiv, a forţei electromotoare u_s şi a curentului i_m, pe circuitele de intrare şi de ieşire, procesele acestea nefiind independente, ci legate între ele prin relaţiile (17) şi (18).

★

Să scriem relaţiile care descriu fenomenele tranzitorii. În circuitul de ieşire (la dreapta punctelor *c d* în figura 2), fenomenul tranzitoriu are loc sub acţiunea componentei curentului prin diodă i_m, de frecvenţă intermediară f_m, căderile

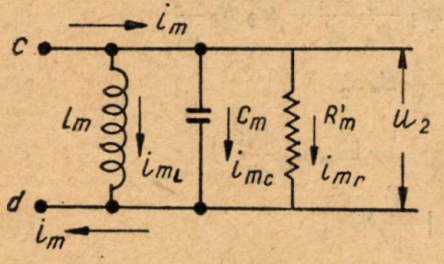


Fig. 3

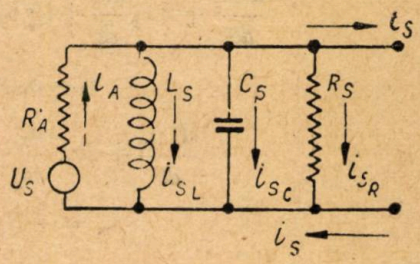


Fig 4

de tensiune pe circuitul de ieşire date de toate celelalte componente ale curentului prin diodă putînd fi neglijate. Din figura 3, avem

$$i_m = i_{m_L} + i_{m_C} + i_{m_R} \tag{19}$$

$$u_2 = R'_m\, i_{m_R} = L_m \frac{di_{m_L}}{dt} = \frac{1}{C_m}\int i_{m_C}\, dt \tag{19'}$$

Introducînd pe (19') în (19), obţinem ecuaţia diferenţială care descrie procesul tranzitoriu în circuitul de ieşire

$$\frac{d\,u_2}{dt^2} + \frac{1}{C_m R'_m}\frac{du_2}{dt} + \frac{1}{C_m L_m} u_2 = \frac{1}{C_m}\frac{di_m}{dt} \tag{20}$$

La stînga bornelor *a b* (fig. 2), avem circuitul de intrare; ecuaţiile respective se scriu (fig. 4):

$$i_A = i_{s_L} + i_{s_C} + i_{s_R} + i_s \tag{21}$$

$$u_1 = R_s\, i_{s_R} = \frac{1}{C_s}\int i_{s_C}\, dt = L_s \frac{di_{s_L}}{dt} = U_s - R'_A\, i_A \tag{21'}$$

Aici a fost luată în considerare numai componenta curentului de frecvenţă a semnalului, ea fiind singura care dă practic căderi de tensiune pe circuitul primar.

$$\text{Punînd } \frac{1}{R'_A} + \frac{1}{R_S} = \frac{1}{R_\ni} \tag{22}$$

ecuaţia diferenţială care descrie procesul tranzitoriu în circuitul de intrare se scrie

$$\frac{d^2 u_1}{dt^2} + \frac{1}{R_\ni C_s}\frac{du_1}{dt} + \frac{1}{C_s L_s} u_1 = \frac{1}{C_1 R'_A}\frac{du_s}{dt} - \frac{1}{C_s}\frac{di_s}{dt}. \tag{23}$$

Punînd în relațiile (17), (18), (20) și (23)

$$\begin{aligned} u_1 &= U_1(t)\cos(\omega_s t+\varphi_s)\\ u_2 &= U_2(t)\cos(\omega_m t+\varphi_m)\\ u_1^* &= U_1(t)\cos(\omega_m t+\varphi_s)\\ u_2^* &= U_2(t)\cos(\omega_s t+\varphi_m) \end{aligned} \tag{24}$$

procesele tranzitorii din întregul sistem sînt descrise de următoarele relații

$$\frac{d^2u_1}{dt^2}+2\alpha_э\frac{du_1}{dt}+\omega_s^2u_1=2\alpha_э\frac{R_э}{R_A'}\frac{du_s}{dt}-2\alpha_э R_э\frac{di_s}{dt} \tag{I a}$$

$$i_s=S_0u_1-\frac{1}{2}S_k u_2^* \tag{I b}$$

$$\frac{d^2u_2}{dt^2}+2\alpha_m\frac{du_2}{dt}+\omega_m^2u_2=2\alpha_m R_m'\frac{di_m}{dt} \tag{II a}$$

$$i_m=-S_0u_2+\frac{1}{2}S_k u_1^* \tag{II b}$$

unde

$$2\alpha_э=\frac{1}{R_э C_s} \tag{25}$$

$$\omega_s=\frac{1}{\sqrt{L_s C_s}} \tag{26}$$

$$2\alpha_m=\frac{1}{R_m' C_m} \tag{27}$$

$$\omega_m=\frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} \tag{28}$$

Relațiile (I a), (I b), (II a), (II b) împreună cu (24) ne dau posibilitatea să rezolvăm problema pusă, și anume să determinăm procesul de stabilire a tensiunii u_2, cînd asupra sistemului acționează forța electromotoare u_s.

Rezolvarea nemijlocită a sistemului de relații obținut duce însă la calcule extrem de complicate; aceasta nu este practic o soluție.

★

În instalațiile de radiolocație și în cele de radiotelefonie prin impulsuri, în general vorbind, interesează nu radioimpulsul ci videoimpulsul ce se obține după detectarea radioimpulsului. Presupunînd, pentru moment, că detecția este ideală, adică complet lipsită de distorsiuni, forma videoimpulsului la ieșirea din detector este determinată de forma înfășurătorii radioimpulsului la intrarea în detector. Prin urmare, studiul trecerii impulsurilor prin elementele de înaltă frecvență trebuie să dea în primul rînd indicații asupra deformărilor pe care le suferă forma radioimpulsurilor, adică înfășurătoarea lor, abstracție făcînd de celelalte caracteristici, ca frecvența purtătoarei, faza acesteia etc.

Delimitînd astfel problema, în cazul nostru, revine la a determina nu tensiunea $u_2=U_2(t)\cos(\omega_m t+\varphi_m)$, care se stabilește pe sarcină sub acțiunea impul-

sului u_s aplicat la intrare, ci numai înfășurătoarea, $U_2(t)$. Pusă astfel, problema se simplifică, permițînd a se da o soluție nu numai teoretică, principială, ci și practică, comodă pentru calcule.

Pentru a rezolva problema pusă în felul acesta, vom scrie relațiile (24) introducînd amplitudinile complexe (care determină simultan amplitudinea și faza înfășurătoarei), vom considera ecuațiile (I) și (II) în formă simbolică și, ținînd seama că amplitudinile sînt funcții de timp lent variabile, vom scrie din ecuațiile diferențiale întregi, ecuațiile diferențiale prescurtate, așa-numitele ecuații diferențiale prescurtate ale amplitudinilor lent variabile. Din aceste ecuații vom obține direct expresia amplitudinii complexe $\overline{U}_2(t)$.

Să scriem relațiile (24) în formă complexă, notînd în prealabil

$$\omega_s = \omega_{s_0} + \Delta\omega \tag{29}$$

$$\omega_m = \omega_{m_0} + \Delta\omega \tag{30}$$

unde $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ reprezintă dezacordul, diferența dintre frecvența de acord a circuitului de intrare f_{s_0} și cea a semnalului f_s, sau dintre frecvența de acord a circuitului de ieșire f_{m_0} și frecvența semnalului la ieșirea din amestecător f_m.

Obținem

$$u_s = U_s(t)\, e^{j\omega_s t + j\varphi_s} = U_s(t)\, e^{j(\Delta\omega t + \varphi_s)}\, e^{j\omega_{s_0} t} = \overline{U}_s(t)\, e^{j\omega_{s_0} t} \tag{31}$$

$$u_1 = U_1(t)\, e^{j\omega_s t + j\varphi_s} = U_1(t)\, e^{j(\Delta\omega t + \varphi_s)}\, e^{j\omega_{s_0} t} = \overline{U}_1(t)\, e^{j\omega_{s_0} t} \tag{32}$$

$$u_1^* = U_1(t)\, e^{j\omega_m t + j\varphi_s} = U_1(t)\, e^{j(\Delta\omega t + \varphi_s)}\, e^{j\omega_{s_0} t} = \overline{U}_1(t)\, e^{j\omega_{m_0} t} \tag{33}$$

$$u_2 = U_2(t)\, e^{j\omega_m t + j\varphi_m} = U_2(t)\, e^{j(\Delta\omega t + \varphi_m)}\, e^{j\omega_{m_0} t} = \overline{U}_2(t)\, e^{j\omega_{m_0} t} \tag{34}$$

$$u_2^* = U_2(t)\, e^{j\omega_s t + j\varphi_m} = U_2(t)\, e^{j(\Delta\omega t + \varphi_m)}\, e^{j\omega_{s_0} t} = \overline{U}_2(t)\, e^{j\omega_{s_0} t} \tag{35}$$

unde $\overline{U}_s(t)$, $\overline{U}_1(t)$, $\overline{U}_2(t)$ sînt amplitudinile complexe.

Mai departe. Ecuațiile diferențiale simbolice întregi, unde $j\omega$ este operatorul $\frac{d}{dt}$ și δ parametrul mic, de tipul

$$Q(j\omega, \delta)\, y(t) = \delta\, P(j\omega, \delta)\, x(t) \tag{36}$$

în cazul amplitudinilor lent variabile în timp, pot fi «prescurtate» obținînd ecuații de tipul

$$\left\{\left[\frac{\partial Q}{\partial j\omega}\right](j\omega) + \left[\frac{\partial Q}{\partial \delta}\right]\delta\right\}\, \overline{Y}(t) = \delta\,[P]\, \overline{X}(t) \tag{37}$$

unde parantezele pătrate înseamnă

$$\left[\frac{\partial Q}{\partial j\omega}\right] = \left.\frac{\partial Q}{\partial j\omega}\right|_{\substack{j\omega = j\omega_0 \\ \delta = 0}}$$

adică se diferențiază polinomul Q după operatorul $j\omega$ și pe urmă se înlocuiește $j\omega$ cu $j\omega_0$, iar δ se egalează cu zero.

La fel

$$\left[\frac{\partial Q}{\partial \delta}\right] = \left.\frac{\partial Q}{\partial \delta}\right|_{\substack{j\omega = j\omega_0 \\ \delta = 0}} \quad \text{și} \quad [P] = P\,\Big|_{\substack{j\omega = j\omega_0 \\ \delta = 0}}$$

[2]. Relația (37) este relația dintre amplitudinile complexe $\overline{Y}(t)$ și $\overline{X}(t)$.

Să scriem acum relațiile (I a), (I b), (II a), (II b) în formă simbolică, luînd în ecuațiile I ca parametru mic, mărimea

$$\delta_s = \frac{2\sigma_\Im}{\omega_{s_0}} \tag{38}$$

și în II

$$\delta_m = \frac{2\sigma_m}{\omega_{m_0}} \tag{39}$$

δ_s și δ_m sînt într-adevăr parametri mici în sensul în care în genere se definește parametrul mic în metoda lui van der Pool (pe baza căreia se face «prescurtarea» ecuațiilor), dacă ținem seama de faptul că $2\sigma_\Im$ și $2\sigma_m$ reprezintă benzile de trecere ale circuitelor, iar ω_{s_0} și ω_{m_0} frecvențele lor de rezonanță.

Ecuațiile se scriu

$$[(j\omega)^2 + \delta_s \omega_{s_0}(j\omega) + \omega_s^2]\, u_1 = \delta_s \omega_{s_0} \frac{R_\Im}{R_A'}(j\omega)(u_s - R_A' i_s) \tag{I' a}$$

$$i_s = S_0 u_1 - \frac{1}{2} S_k u_2^* \tag{I b}$$

$$[(j\omega)^2 + \delta_m \omega_{m_0}(j\omega) + \omega_m^2]\, u_2 = \delta_m \omega_{m_0} R_m'(j\omega) i_m \tag{II' a}$$

$$i_m = -S_0 u_2 + \frac{1}{2} S_k u_1^* \tag{II b}$$

«Prescurtînd» ecuațiile (I'a) și (II' a) și înlocuind pe i_s și i_m în (I'a) și (II' a) astfel prescurtate cu expresiile lor din (I b) și (II b), obținem

$$[(j\omega) + \alpha_\Im (1 + R_\Im S_0)]\, \overline{U}_1(t) = \sigma_\Im \frac{R_\Im}{R_A'} \overline{U}_s(t) + \frac{1}{2} \sigma_\Im R_\Im S_k \overline{U}_2(t) \tag{40}$$

$$[(j\omega) + \alpha_m (1 + R_m' S_0)]\, \overline{U}_2(t) = \frac{1}{2} \alpha_m R_m' S_k \overline{U}_1(t). \tag{41}$$

În ecuațiile simbolice (40) și (41) dezacordul este ascuns în expresiile amplitudinilor complexe $\overline{U}_1(t)$, $\overline{U}_2(t)$, $\overline{U}_s(t)$. Pentru a explicita dezacordul în ecuațiile simbolice, să introducem (31), (32) și (34) în (40) (și (41), notînd în prealabil:

$$U_1(t)\, e^{j\varphi_s} = \overline{U}_1(t) \quad \text{și} \quad U_2(t)\, e^{j\varphi_m} = \overline{U}_2(t).$$

Atunci ecuațiile (40) și (41) se scriu:

$$[(j\omega) + \sigma_\Im (1 + R_\Im S_0)]\, [\overline{U}_1(t)\, e^{j\Delta\omega t}] =$$

$$\left[\sigma_\Im \frac{R}{R_A'} \overline{U}_s(t) + \frac{1}{2} \sigma_\Im R_\Im S_k \overline{U}_2(t) \right] e^{j\Delta\omega t} \tag{40'}$$

$$[(j\omega) + \sigma_m (1 + R_m' S_0)]\, [\overline{U}_2(t)\, e^{j\Delta\omega t}] =$$

$$= \frac{1}{2} \sigma_m R_m' S_k \overline{U}_1(t)\, e^{j\Delta\omega t}. \tag{41'}$$

Relațiilor (40') și (41') li se poate aplica teorema deplasării, care în cazul polinoamelor de operatori se scrie [3]

$$Q(j\omega)[f(t)\,e^{\lambda t}] = e^{\lambda t}\,Q(j\omega+\lambda)\,f(t). \tag{42}$$

În felul acesta din (40') și (41'), ținînd seama de (42), obținem

$$[(j\omega + j\Delta\omega) + \alpha_\ni(1+R_\ni S_0)]\,\overline{U}_1(t) = \alpha_\ni \frac{R_\ni}{R_A'}\,\overline{U}_s(t) + \frac{1}{2}\,\alpha_\ni R_\ni S_k\,\overline{U}_2(t) \tag{40''}$$

$$[(j\omega + j\Delta\omega) + \alpha_m(1+R_m' S_0)]\,\overline{U}_2(t) = \frac{1}{2}\,\alpha_m R_m' S_k\,\overline{U}_1(t) \tag{41''}$$

Trebuie avut în vedere că în ecuațiile (40'') și (41'') $j\omega$ este operatorul de diferențiere, în timp ce $j\Delta\omega$ este pur și simplu un număr imaginar.

Sistemul de ecuații diferențiale (40'') și (41'') se rezolvă simplu cu ajutorul calculului operațional.

Ținînd seama că problema are condiții inițiale nule (fizic aceasta înseamnă că intervalul de timp între două impulsuri succesive este suficient ca să putem considera că la sosirea celui de al doilea impuls, toate fenomenele legate de trecerea primului impuls practic au încetat) și considerînd frontul înfășurătorii impulsului în formă de treaptă de amplitudine U_s obținem sistemul:

$$\begin{aligned}
&[p + j\Delta\omega + \alpha_\ni(1+R_\ni S_0)]\,U_1(p) = \alpha_\ni \frac{R_\ni}{R_A'}\,U_s\cdot 1 + \frac{1}{2}\,\alpha_\ni R_\ni S_k\,U_2(p)\\
&[p + j\Delta\omega + \alpha_m(1+R_m' S_0)]\,U_2(p) = \frac{1}{2}\,\alpha_m R_m' S_k\,U_1(p).
\end{aligned} \tag{III}$$

Rezolvînd (III) în raport cu $U_2(p)$, obținem

$$U_2(p) = \frac{1}{2}\,\frac{\alpha_\ni \alpha_m R_\ni R_m' S_k U_s}{R_A'\left\{[p+\alpha_m(1+R_m' S_0)+j\Delta\omega]\,[p+\alpha_\ni(1+R_\ni S_0)+j\Delta\omega] - \frac{1}{4}\,\alpha_m\alpha_\ni R_m' R_\ni S_k^2\right\}} \tag{43}$$

sau

$$\begin{aligned}
u_2(p) = \frac{1}{2}\,\frac{\alpha_\ni \alpha_m R_\ni R_m' S_k U_s}{R_A'} \times\\
\times \frac{1}{\left\{p + \frac{\alpha_\ni(1+R_\ni S_0)+\alpha_m(1+R_m' S_0)}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{[\alpha_\ni(1+R_\ni S_0)-\alpha_m(1+R_m' S_0)]^2 + \alpha_m\alpha_\ni R_2' R_\ni S_k^2 + j\Delta\omega}\right\}} \times\\
\times \frac{1}{\left\{p + \frac{\alpha_\ni(1+R_\ni S_0)+\alpha_m(1+R_m' S_0)}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{[\alpha_\ni(1+R_\ni S_0)-\alpha_m(1+R_m' S_0)]^2 + \alpha_m\alpha_\ni R_m' R_\ni S_k^2 + j\Delta\omega}\right\}}
\end{aligned} \tag{44}$$

Să introducem următoarele notații

$$\alpha_1 = \alpha_\ni(1+R_\ni S_0) = \frac{1}{C_m}\left(\frac{1}{R_\ni} + \frac{1}{R_{i_a}}\right) \tag{45}$$

coeficientul de atenuare al circuitului acordat pe frecvența semnalului, șuntat de rezistența internă a amestecătorului (R_{ia});

$$\alpha_2 = \alpha_m (1 + R'_m S_0) = \frac{1}{C_m}\left(\frac{1}{R'_m} + \frac{1}{R_{i_a}}\right) \tag{46}$$

coeficientul de atenuare al circuitului de frecvență intermediară, șuntat de rezistența internă a amestecătorului;

$$\alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \tag{47}$$

semisuma acestor coeficienți, coeficientul de atenuare echivalent al sistemului;

$$\Delta\alpha = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} \tag{48}$$

semidiferența coeficienților de atenuare

$$\beta'^2_1 = \frac{\alpha_m \alpha_\ni R'_m R_\ni S_k^2}{4} = \frac{S_a^2}{C_s C_m} \tag{49}$$

unde S_a este panta echivalentă a tubului amestecător [4]

$$\beta_1 = \sqrt{\Delta_\alpha^2 + \frac{S_a^2}{C_s C_m}}. \tag{50}$$

Cu aceste notații

$$\frac{1}{2}\frac{\alpha_\ni \alpha_m R_\ni R'_m S_k}{R'_A} U_s = \frac{1}{S_a R'_A}\beta'^2_1 U_s \tag{51}$$

și

$$U_2(p) = \frac{1}{S_a R'_A}\beta'^2_1 U_s \frac{1}{[p+\alpha+\beta_1+j\Delta\omega][p+\alpha-\beta_1+j\Delta\omega]} \tag{IV}$$

Se știe că

$$\frac{1}{(p+a)(p+b)} \dot{\div} \frac{1}{ab}\left[1 + \frac{b\,e^{-at} - a\,e^{-bt}}{a-b}\right]$$

Atunci din (IV) obținem

$$\overline{U}_2(t) = \overline{U}_s(t)\frac{\beta'^2_1}{S_a R'_A}\frac{1}{[\alpha+j\Delta\omega]^2 - \beta_1^2} \times$$

$$\times\left[1 + \frac{[\alpha-\beta_1+j\Delta\omega]\,e^{-[\alpha+\beta_1+j\Delta\omega]t} - [\alpha+\beta_1+j\Delta\omega]\,e^{-[\alpha-\beta_1+j\Delta\omega]t}}{2\beta_1}\right] \tag{52}$$

La rezonanță $\Delta\omega = 0$; în regim permanent, adică pentru $t \to \infty$, la rezonanță, obținem (se arată ușor că $\alpha - \beta_1 > 1$)

$$\overline{U}_{3\ \text{rez per}} = \overline{U}_s(t) \underset{t\to\infty}{} \frac{\beta'^2_1}{S_a R'_A}\frac{1}{\alpha^2 - \beta_1^2} \tag{53}$$

De aici

$$\overline{U}_2(t) = \overline{U}_{2\ \text{rez per}} \times \frac{\alpha^2 - \beta_1^2}{[\alpha + j\,\Delta\omega]^2 - \beta_1^2} \times$$

$$\times \left[1 + \frac{\alpha + j\,\Delta\omega}{\beta_1} e^{-(\alpha + j\Delta\omega)t}\left(\frac{e^{-\beta_1 t} - e^{\beta_1 t}}{2}\right) - e^{-(\alpha + j\Delta\omega)t}\left(\frac{e^{\beta_1 t} + e^{-\beta_1 t}}{2}\right)\right].$$

Notînd, în sfîrşit, cu

$$\delta = \frac{\Delta\omega}{\alpha} \tag{54}$$

dezacordul relativ echivalent, cu

$$\rho = j\frac{\beta_1}{\alpha} \tag{55}$$

coeficientul de cuplaj echivalent, cu

$$x = \alpha t \tag{56}$$

timpul nedimensional (α are dimensiunea $1/t$), cu

$$\bar{r} = 1 + j\rho \tag{57}$$

şi considerînd că, în regim permanent, la rezonanţă, amplitudinea tensiunii de ieşire este unu, adică

$$\overline{U}_{e\ \text{rez per}} = \frac{\overline{U}_{2\ \text{rez per}}}{K_e} = 1,$$

obţinem

$$\overline{U}_e(x) = \frac{1 + \beta^2}{[1 + j\,\rho]^2 + \beta^2}\left[1 - e^{-\bar{r}x}\left(\cos\beta x + \frac{\bar{r}}{\beta}\sin\beta x\right)\right] \tag{58}$$

Notînd cu

$$K(j\rho) = \frac{1 + \beta^2}{[1 + j\,\rho]^2 + \beta^2}$$

coeficientul de amplificare echivalent al amestecătorului dezacordat, obţinem

$$\overline{U}_e(x) = K(j\rho)\left[1 - e^{-\bar{r}x}\left(\cos\beta x + \frac{\bar{r}}{\beta}\sin\beta x\right)\right] \tag{V}$$

La rezonanţă

$$\overline{U}_e(x) = 1 - e^{-x}\left(\cos\beta x + \frac{1}{\beta}\sin\beta x\right). \tag{VI}$$

Confruntînd aceste rezultate (V) şi (VI) cu formulele deduse de S. I. Evtianov [2] pentru amplificatorul de bandă cu două circuite acordate cuplate drept sarcină anodică, putem trage concluzia că, *din punctul de vedere al reproducerii formei radicimpulsului aplicat la intrare, amestecătorul cu diodă se comportă ca un amplificator de bandă echivalent, caracterizat printr-un coeficient echivalent de amplificare, printr-un coeficient echivalent de atenuare şi printr-un coeficient echivalent de cuplaj.*

★

Se ştie că în regim permanent, din punctul de vedere al relaţiilor dintre amplitudinile curenţilor şi tensiunilor la intrare şi ieşire, amestecătorul cu diodă este

echivalent cu un cuadripol liniar simetric în π [4]. Să arătăm legătura dintre coeficienții echivalenți mai sus definiți și parametrii amestecătorului cu diodă în regim permanent.

Schema echivalentă a amestecătorului cu diodă în regim permanent este cea din figura 5.

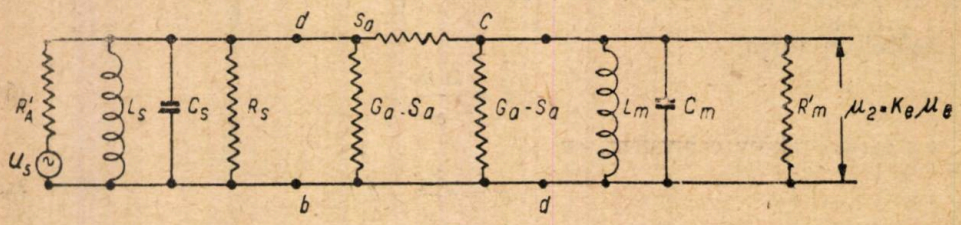


Fig. 5

unde S_a și G_a sînt parametrii amestecătorului cu diodă și anume:

S_a, panta amestecătorului cu diodă,

$$S_a = \frac{1}{2} S_k = \frac{I_m}{U_s} \text{ cînd } U_m = 0 \tag{59}$$

definită ca raportul dintre amplitudinea curentului de frecvență intermediară și amplitudinea tensiunii semnalului la intrare, cînd tensiunea alternativă de ieșire e zero, și G_a, conductanța internă a amestecătorului cu diodă

$$G_a = S_0 = \frac{I_m}{U_m} \text{ cînd } U_s = 0 \tag{60}$$

definită ca raportul dintre amplitudinea curentului de frecvență intermediară și amplitudinea tensiunii de ieșire, cînd tensiunea de intrare este egală cu zero.

Se poate arăta ușor că:

a) coeficientul echivalent de amplificare

$$\mu_\vartheta = \frac{U_e}{U_s} = \frac{1}{K_i K_m} \frac{\beta_1'^2}{\alpha^2} \frac{1}{S_a R'_A} \cdot \frac{1}{[1+j\rho]^2+\beta^2} \tag{61}$$

este la rezonanță (adică pentru $\rho=0$), tocmai coeficientul de transmitere a tensiunii (schema din figura 5), adică coeficientul general de transmitere a tensiunii al amestecătorului cu diodă și anume:

$$\mu_{\vartheta rez} = \mu_0 = \frac{\gamma K_i K_m}{\left(K_i^2 + \frac{R_A}{R_i} + \frac{R_A}{R_s}\right)\left(K_m^2 + \frac{R_{ia}}{R_m}\right)} \tag{62}$$

unde $R_{ia} = \frac{1}{G_a}$ și $\gamma = S_a R_{ia}$, iar R_i este rezistența între punctele *ab* ale părții din dreapta a schemei din figura 5. Cu alte cuvinte, ceea ce era și de așteptat, coeficientul echivalent de amplificare în regim permanent este egal cu coeficientul de transmitere a amestecătorului cu diodă.

b) coeficientul echivalent de atenuare (care este unul și același lucru cu banda de trecere echivalentă, care determină, în esență, durata procesului tranzitoriu)

$$\alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{C_s}\left(\frac{1}{R'_A} + \frac{1}{R_s} + \frac{1}{R_{ia}}\right) + \frac{1}{C_m}\left(\frac{1}{R'_m} + \frac{1}{R_{ia}}\right)\right] \tag{63}$$

este semisuma coeficienților de atenuare ai circuitelor de intrare și ieșire, coeficienți de atenuare care se determină pentru circuitul de intrare scurtcircuitînd între punctele $c\,d$ și considerînd partea stîngă a schemei, iar pentru cel de ieșire scurtcircuitînd între punctele $a\,b$ și considerînd partea dreaptă a schemei (fig. 5). În cazul în care $\alpha_1 = \alpha_2$ coeficientul de atenuare echivalent este egal cu coeficientul de atenuare al unuia din circuitele mai sus pomenite.

c) Coeficientul echivalent de cuplaj

$$\beta = j\frac{\beta_1}{\alpha} = j\frac{1}{\alpha}\sqrt{\Delta\alpha^2 + \frac{S_a^2}{C_s C_m}} \tag{64}$$

se exprimă, în cazul în care coeficienții de atenuare ai circuitelor sînt egali ($\alpha_1 = \alpha_2$ și deci $\Delta\alpha = 0$) prin conductanța «comună» S_a și prin conductanța circuitelor mai sus pomenite, adică:

$$\beta_{\alpha_1=\alpha_2} = j\frac{S_a}{\sqrt{g_1 g_2}} \tag{65}$$

unde

$$g_1 = \frac{1}{R_1} = \frac{1}{R'_A} + \frac{1}{R_s} + \frac{1}{R_{ia}}$$
$$g_2 = \frac{1}{R_2} = \frac{1}{R'_m} + \frac{1}{R_{ia}}. \tag{66}$$

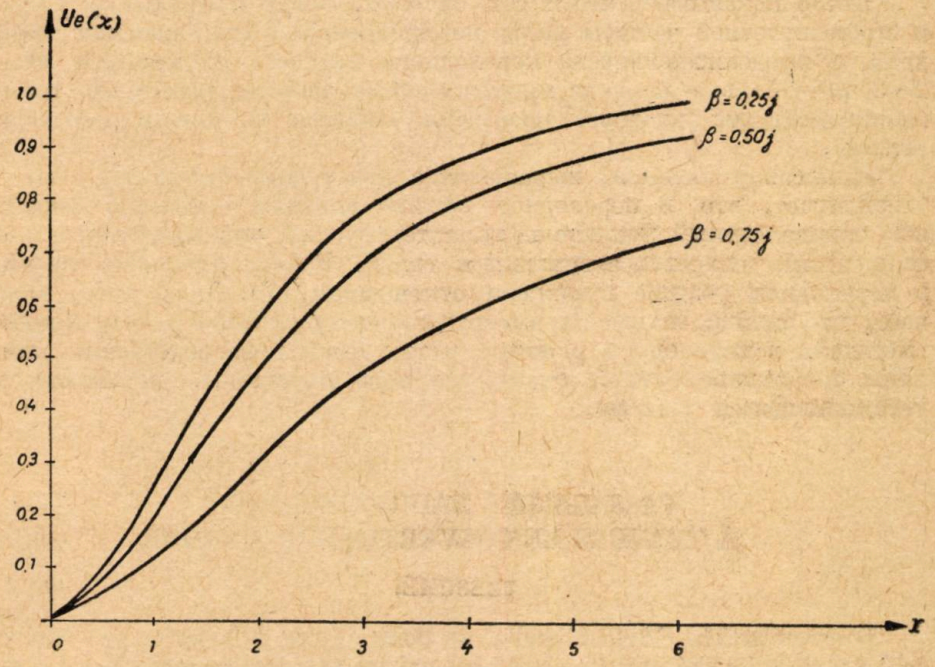


Fig. 6

Graficele din figura 6 arată caracterul stabilirii tensiunii de ieșire, cînd la intrare acționează un impuls treaptă, în cazul rezonanței, pentru trei valori diferite ale coeficientului echivalent de cuplaj.

Spre deosebire de amplificatorul de bandă cu circuite cuplate [2] procesul de stabilire nu are caracter oscilator (fizic considerînd, nici nu avea cum să aibă acest caracter).

★

Rezumînd, putem formula concluziile:

Amestecătorul cu diodă se comportă în regim tranzitoriu, din punctul de vedere al trecerii tensiunilor mici, la fel ca în regimul permanent; comportarea sa este descrisă de o relație (V) asemănătoare cu a unui amplificator de bandă. Nu are însă loc caracterul oscilator al stabilirii tensiunii. Parametrii echivalenți caracterizînd lucrul amestecătorului cu diodă în regim tranzitoriu, pot fi calculați direct din schema echivalentă a amestecătorului cu diodă în regim permanent.

ПРОХОЖДЕНИЕ РАДИО-ИМПУЛЬСОВ ЧЕРЕЗ ДИОДНЫЙ СМЕСИТЕЛЬ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

В настоящем сообщении автор рассматривает с точки зрения формы огибающей импульса переходные процессы, возникающие в диодном смесителе, работающем в импульсном режиме.

Автор показывает, что в тех случаях, когда напряжения сигнала и промежуточной частоты малы по сравнению с напряжением гетеродина, а продолжительность переходного процесса по крайней мере в 2—3 раза больше периода промежуточной частоты, известный тезис о квазилинейности диодного смесителя остается в силе в переходном режиме.

Написав уравнения, выражающие переходные процессы, автор устанавливает, что в переходном режиме диодный смеситель действует как эквивалентный усилитель, характеризуемый эквивалентными коэффициентами усиления, затухания и связи. Работа диодного смесителя в переходном режиме выражена отношением (V). Далее автор указывает, что эквивалентные параметры, характеризующие работу диодного смесителя в переходном режиме, могут быть непосредственно вычислены по эквивалентной схеме диодного смесителя, работающего в установившемся режиме.

PASSAGE DES RADIO-IMPULSIONS À TRAVERS LE CONVERTISSEUR À DIODE

(RÉSUMÉ)

Dans cet article, l'Auteur étudie, au point de vue de la forme de l'enveloppe de l'impulsion, les phénomènes transitoires qui ont lieu dans le convertisseur à diode lorsqu'il travaille en régime d'impulsions.

On démontre que lorsque les tensions du signal et de la fréquence intermédiaire sont faibles par rapport à la tension fournie par l'hétérodyne et que la durée du phénomène transitoire est d'au moins 2—3 fois supérieure à la période de ten-

sion de la fréquence intermédiaire, la thèse connue sur la quasi-linéarité du convertisseur à diode demeure valable en régime transitoire.

En écrivant les équations qui décrivent les phénomènes transitoires, on établit que le convertisseur à diode se comporte, en régime transitoire, comme un amplificateur équivalent, caractérisé par un coefficient équivalent d'amplification, un coefficient équivalent d'atténuation et un coefficient équivalent de couplage. Le comportement du convertisseur à diode en régime transitoire est décrit par la relation (V). On démontre ensuite que les paramètres équivalents, caractérisant le travail du convertisseur à diode, en régime transitoire, peuvent être calculés directement du schéma équivalent du convertisseur à diode en régime permanent.

BIBLIOGRAFIE

1. L. S. Gutkin, *Preobrazovanie sverhvîsokih ceastot i detektirovanie.* Moscova, 1953.
2. S. I. Evtianov, *Perehodnîe proţesî v priemno-usilitelnîh shemah.* Moscova, 1948.
3. V. I. Smirnov, *Kurs vîsşei matematiki,* Moscova, 1951, v. II.
4. V. I. Siforov, *Radiopriomnîe ustroistva.* Moscova, 1951.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 1–2, 1954

CONTRIBUŢII LA DETERMINAREA TEMPERATURII CINETICE ŞI TEMPERATURII RADIATIVE ÎN ATMOSFERĂ*)

DE

ALEXANDRU GRIGORIU şi GHEORGHE GIURGEA

Asupra unui termometru, în atmosferă sau în oricare alt mediu gazos, acţionează simultan două cîmpuri termice: cîmpul cinetic şi cîmpul radiativ, caracterizate prin nivelele termice respective: temperatura cinetică T_c şi temperatura radiativă T_r.

Mecanismele de reacţie ale termometrului la fiecare cîmp în parte sînt exprimate prin coeficienţii de inerţie cinetică α_c şi radiativă α_r, ale căror expresii complete le-am semnalat într-o lucrare anterioară [1]. Am arătat că aceşti coeficienţi nu sînt apţi pentru calcule, după cum s-a crezut pînă acum, şi că ecuaţia termometrică trebuie scrisă cu ajutorul *factorilor de inerţie* β_c şi β_r, care sînt părţi, independente de temperaturi, ale coeficienţilor α_c şi α_r:

$$\beta_r = \frac{C}{S}\cdot\frac{1}{a\sigma}$$
$$\beta_c = \frac{C}{S}\cdot\frac{16}{3\varphi p}\sqrt{\frac{M}{3R}} \qquad (1)$$

unde s-a notat: cu C capacitatea calorifică a părţii sensibile a termometrului, cu S suprafaţa de contact cu mediul, cu a coeficientul mediu de absorbţie radiativă a suprafeţei, cu σ constanta legii lui Stefan, cu φ fracţia de eficacitate a ventilaţiei [2] (fracţia din bilanţul cinetic maxim realizată efectiv în cursul măsurătorii), cu p presiunea gazului, cu M molecula g am de gaz şi cu R constanta molară a gazelor.

Cu aceste precizări, şi notînd cu T_s temperatura sondei termometrice, ecuaţia termometrică generală

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{S}{C}\left[a\sigma\left(T_r^4 - T_s^4\right) + \frac{3\varphi p}{16}\sqrt{\frac{R}{M}}\cdot\frac{T_c - T_s}{\sqrt{T_c}}\right] \qquad (2)$$

poate fi scrisă în funcţie de factorii de inerţie β_r şi β_c

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{1}{\beta_r}\left(T_r^4 - T_s^4\right) + \frac{1}{\beta_c}\cdot\frac{T_c - T_s}{\sqrt{T_c}}, \qquad (3)$$

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 1 septembrie 1953.

Cînd utilizăm un termometru trebuie să cunoaştem constantele sale fizice exprimate prin factorii de inerţie menţionaţi. În cursul măsurătorii termometrul ne dă valorile succesive pe care le iau T_s şi $\frac{dT_s}{dt}$.

Deoarece ecuaţia (3) cuprinde două necunoscute, T_r şi T_c, măsurătoarea cu un singur termometru nu ne poate determina pe T_c sau pe T_r decît dacă cunoaştem, pe alte căi, pe una din aceste necunoscute. Expresia care rezultă [1] din (3) pentru T_c este dependentă de T_r, iar la rîndul ei expresia lui T_r este dependentă de T_c.

Expresii, pentru T_c sau T_r, care să nu fie interdependente, nu putem obţine decît dintr-un sistem de două ecuaţii. În acest caz soluţiile vor depinde numai de temperatura sondei $\left(T_s \text{ şi } \frac{dT_s}{dt}\right)$ şi de constantele fizice β_{r_1}, β_{c_1} şi β_{r_2}, β_{c_2} ale celor două termometre.

Semnalăm deci că *determinări termometrice în gaze nu pot fi făcute decît cu un sistem de două termometre inegale.*

Practica de pînă acum, mai ales în meteorologie şi în special în sondajul stratosferic, a utilizat şi utilizează un singur termometru, căruia i se aplică, independent una de alta, corecţii pentru inerţie (numai pentru inerţia cinetică) şi uneori destul de aproximative corecţii pentru radiaţie. Ignorarea inerţiei radiative şi a adevăratei temperaturi a cîmpului radiativ, precum şi faptul că problema inerţiei şi problema radiaţiei au fost separate în tratarea teoretică, face ca toate determinările şi sondajele executate pînă acum să fie viciate în însuşi principiul lor. Ele nu mai pot fi revizuite şi corectate, deoarece nu conţin date decît de la un singur termometru.

Este de sperat că în viitor atît în determinările meteorologice, cît şi în general în determinările de laborator privind temperatura gazelor, se va adopta sistemul de două termometre inegale, pe care îl propunem.

În cele ce urmează vom stabili expresiile pentru temperatura cinetică T_c şi temperatura radiativă T_r, deduse din sistemul de două ecuaţii cu două necunoscute furnizat de cele două termometre inegale:

$$\begin{aligned} \frac{dT_{s_1}}{dt} &= \frac{1}{\beta_{r_1}}\left(T_r^4 - T_{s_1}^4\right) + \frac{1}{\beta_{c_1}} \cdot \frac{T_c - T_{s_1}}{\sqrt{T_c}} \\ \frac{dT_{s_2}}{dt} &= \frac{1}{\beta_{r_2}}\left(T_r^4 - T_{s_2}^4\right) + \frac{1}{\beta_{c_2}} \cdot \frac{T_c - T_{s_2}}{\sqrt{T_c}} . \end{aligned} \tag{4}$$

Soluţiile acestui sistem reprezintă cele două temperaturi T_c şi T_r pe care le căutăm.

EXPRESIA TEMPERATURII CINETICE

Ecuaţiile (4) pot fi grupate astfel:

$$\begin{aligned} \frac{\beta_{r_1}}{\beta_{c_1}} \cdot \frac{T_c - T_{s_1}}{\sqrt{T_c}} + T_r^4 &= T_{s_1}^4 + \beta_{r_1} \frac{dT_{s_1}}{dt} \\ \frac{\beta_{r_2}}{\beta_{c_2}} \cdot \frac{T_c - T_{s_2}}{\sqrt{T_c}} + T_r^4 &= T_{s_2}^4 + \beta_{r_2} \frac{dT_{s_2}}{dt} . \end{aligned} \tag{5}$$

Notînd

$$\lambda = \frac{\beta_c}{\beta_r}\,; \quad \mu = \frac{\beta_r}{\beta_c} = \frac{1}{\lambda}$$

$$B_c = \lambda T_s^4 + \beta_c \frac{dT_s}{dt} = \lambda\left(T_s^4 + \beta_r \frac{dT_s}{dt}\right) = \lambda B_r = \frac{B_r}{\mu} \tag{6}$$

şi scăzînd între ele ecuaţiile din (5), obţinem

$$\frac{T_c(\mu_1 - \mu_2) - (\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2})}{\sqrt{T_c}} = B_{r_1} - B_{r_2}\,. \tag{7}$$

Împărţind cu coeficientul lui T_c rezultă o relaţie în λ sau μ

$$\begin{aligned} \frac{T_c - \dfrac{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}}{\mu_1 - \mu_2}}{\sqrt{T_c}} &= \frac{B_{r_1} - B_{r_2}}{\mu_1 - \mu_2} \\ \frac{T_c - \dfrac{\lambda_1 T_{s_2} - \lambda_2 T_{s_1}}{\lambda_1 - \lambda_2}}{\sqrt{T_c}} &= \frac{\lambda_1 B_{c_2} - \lambda_2 B_{c_1}}{\lambda_1 - \lambda_2} \end{aligned} \tag{8}$$

Notînd mai departe

$$\Sigma = \frac{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}}{\mu_1 - \mu_2} = \frac{\lambda_1 T_{s_2} - \lambda_2 T_{s_1}}{\lambda_1 - \lambda_2} = \frac{\dfrac{\beta_{r_1}}{\beta_{c_1}} T_{s_1} - \dfrac{\beta_{r_2}}{\beta_{c_2}} T_{s_2}}{\dfrac{\beta_{r_1}}{\beta_{c_1}} - \dfrac{\beta_{c_2}}{\beta_{c_2}}}$$

$$\Delta = \frac{B_{r_1} - B_{r_2}}{\mu_1 - \mu_2} = \frac{\lambda_1 B_{c_2} - \lambda_2 B_{c_1}}{\lambda_1 - \lambda_2} = \frac{\left(T_{s_1}^4 + \beta_{r_1}\dfrac{dT_{s_1}}{dt}\right) - \left(T_{s_2}^4 + \beta_{r_2}\dfrac{dT_{s_2}}{dt}\right)}{\dfrac{\beta_{r_1}}{\beta_{c_1}} - \dfrac{\beta_{r_2}}{\beta_{c_2}}} \tag{9}$$

relaţia (8) ia forma simplă

$$\frac{T_c - \Sigma}{\sqrt{T_c}} = \Delta \tag{10}$$

care ne aminteşte de forma

$$\frac{T_c - T_s}{\sqrt{T_c}} = D_r \tag{11}$$

întîlnită în lucrarea anterioară [1]. Soluţia ecuaţiei (10) va avea deci aceeaşi formă cu soluţia dedusă atunci din (11) şi se va scrie, cu ajutorul funcţiilor Σ şi Δ, astfel

$$\boxed{T_c = \Sigma + \frac{1}{2}\left[\Delta^2 + \Delta\sqrt{\Delta^2 + 4\Sigma}\right]}\,. \tag{12}$$

Această expresie a lui T_c poate fi scrisă şi mai dezvoltat sub formele

$$T_c = \frac{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}}{\mu_1 - \mu_2} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{B_{r_1} - B_{r_2}}{\mu_1 - \mu_2}\right)^2 + \frac{B_{r_1} - B_{r_2}}{\mu_1 - \mu_2}\sqrt{\left(\frac{B_{r_1} - B_{r_2}}{\mu_1 - \mu_2}\right)^2 + 4\frac{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}}{\mu_1 - \mu_2}}\right]$$

$$T_c = \frac{\lambda_1 T_{s_2} - \lambda_2 T_{s_1}}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\lambda_1 B_{c_2} - \lambda_2 B_{c_1}}{\lambda_1 - \lambda_2}\right)^2 + \right. \tag{13}$$

$$\left. + \frac{\lambda_1 B_{c_2} - \lambda_2 B_{c_1}}{\lambda_1 - \lambda_2}\sqrt{\left(\frac{\lambda_1 B_{c_2} - \lambda_2 B_{c_1}}{\lambda_1 - \lambda_2}\right)^2 + 4\frac{\lambda_1 T_{s_2} - \lambda_2 T_{s_1}}{\lambda_1 - \lambda_2}}\right].$$

Observăm că soluţia care ne dă pe T_c nu mai este dependentă de T_r, ci numai de constantele fizice: β_{r_1}, β_{c_1} şi β_{r_2}, β_{c_2}, ale celor două termometre, de temperaturile lor: T_{s_1} şi T_{s_2}, şi de panta înregistrărilor date de ele: $\frac{dT_{s_1}}{dt}$, $\frac{dT_{s_2}}{dt}$. Ea corespunde cazului general cînd termometrele se află în regim variabil. În cazul particular cînd termometrele ajung la echilibru termic $\left(\frac{dT_s}{dt} = 0\right)$, relaţia se conservă, cu diferenţa că funcţiile B_r sau B_c se simplifică devenind

$$\begin{aligned} (B_r)_0 &= T_s^4 \\ (B_c)_0 &= \lambda T_s^4 \end{aligned} \tag{14}$$

În acest caz, ecuaţia lui T_c, scrisă explicit în λ sau μ, devine

$$T_c = \frac{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}}{\mu_1 - \mu_2} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{T_{s_1}^4 - T_{s_2}^4}{\mu_1 - \mu_2}\right)^2 + \frac{T_{s_1}^4 - T_{s_2}^4}{\mu_1 - \mu_2}\sqrt{\left(\frac{T_{s_1}^4 - T_{s_2}^4}{\mu_1 - \mu_2}\right)^2 + 4\frac{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}}{\mu_1 - \mu_2}}\right]$$

$$T_c = \frac{\lambda_1 T_{s_2} - \lambda_2 T_{s_1}}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{\lambda_1^2 \lambda_2^2}{2}\left[\left(\frac{T_{s_2}^4 - T_{s_1}^4}{\lambda_1 - \lambda_2}\right)^2 + \right. \tag{15}$$

$$\left. + \frac{T_{s_2}^4 - T_{s_1}^4}{\lambda_1 - \lambda_2}\sqrt{\left(\frac{T_{s_2}^4 - T_{s_1}^4}{\lambda_1 - \lambda_2}\right)^2 + 4\frac{\lambda_1 T_{s_2} - \lambda_2 T_{s_1}}{\lambda_1^2 \cdot \lambda_2^2 (\lambda_1 - \lambda_2)}}\right].$$

Înaintea radicalului a fost menţinut numai semnul plus, deoarece este singurul care corespunde realităţii fizice.

Pentru discuţia semnului vom analiza cazul echilibrului $\left(T_c = \text{const}, T_r = \text{const}, \frac{dT_s}{dt} = 0\right)$, utilizînd relaţia care se deduce din ecuaţia generală

$$T_s^4 - T_r^4 = \mu \frac{T_c - T_s}{\sqrt{T_c}}. \tag{16}$$

Putem avea $T_c > T_r$ sau $T_c < T_r$. Vom considera separat fiecare din aceste două eventualităţi presupunînd $\mu_1 > \mu_2$.

Cazul I: $T_c > T_r$

Cînd trecem de la termometrul cu μ_2 la acela cu μ_1 putem face următoarele ipoteze:

a) Să presupunem (fig. 1) că temperatura T_{s_1} a sondei cu μ_1 este mai apropiată de T_c decît T_{s_2}, adică $T_c - T_{s_1} < T_c - T_{s_2}$. Rezultă că intervalul $T_{s_1} - T_r$ va fi mai mare decît $T_{s_2} - T_r$, deci şi

$$T_{s_1}^4 - T_r^4 > T_{s_2}^4 - T_r^4. \tag{17}$$

Deoarece, T_c = constant, rezultă mai departe din (16)

$$\mu_1 (T_c - T_{s_1}) > \mu_2 (T_c - T_{s_2}). \tag{18}$$

Aceasta înseamnă că pentru creşterea de la μ_2 la μ_1 intervalul $T_c - T_{s_2}$ scade devenind $T_c - T_{s_1}$, dar raportul în care scade trebuie să fie mai mic decît

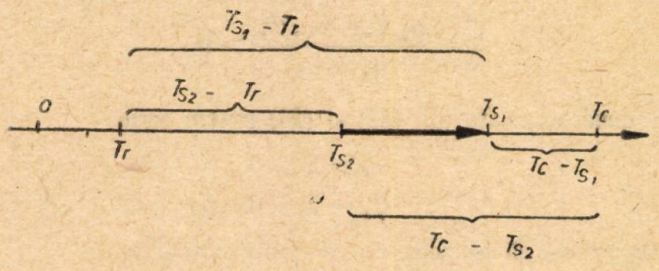


Fig. 1

raportul în care creşte μ astfel încît relaţia (18) să fie respectată. Cu această condiţie ipoteza este posibilă.

b) Să presupunem (fig. 2) cazul contrar celui din *a)*, adică T_{s_1} ar fi mai depărtat de T_c decît T_{s_2}, adică $T_c - T_{s_1} > T_c - T_{s_2}$. Rezultă în consecinţă: $T_{s_1} - T_r < T_{s_2} - T_r$ şi de asemenea

$$T_{s_1}^4 - T_r^4 < T_{s_2}^4 - T_r^4. \tag{19}$$

Conform relaţiei (16) ar trebui să avem mai departe

$$\mu_1 (T_c - T_{s_1}) < \mu_2 (T_c - T_{s_2}). \tag{20}$$

Or, membrul I din (20) nu poate fi mai mic decît membrul II, deoarece avem atît $\mu_1 > \mu_2$ cît şi $T_c - T_{s_1} > T_c - T_{s_2}$ (conform ipotezei că T_{s_1} este mai depărtat

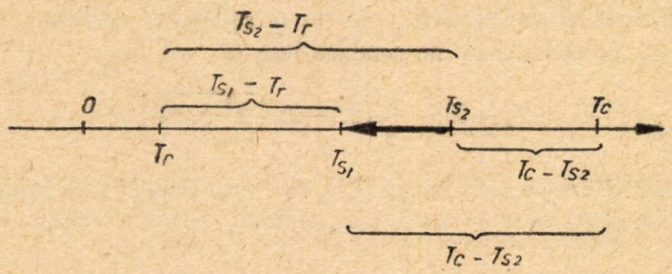


Fig. 2

de T_c decît T_{s_2}). Aşa dar relaţia (20) la care ne-ar conduce ipoteza *b)* contrazice însăşi datele ipotezei, ceea ce face ca ipoteza *b)* să nu poată fi susţinută.

Aşadar, singura ipoteză posibilă este aceea din *a)*. Ea ne indică succesiunea:

$$\begin{gathered} T_c > T_{s_1} > T_{s_2} > T_r \\ \mu_1 > \mu_2 . \end{gathered} \tag{21}$$

Din (18) rezultă, după gruparea convenabilă a termenilor, inegalitatea

$$T_c > \frac{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}}{\mu_1 - \mu_2} = \Sigma \tag{22}$$

iar din (21) obţinem de asemenea

$$\begin{gathered} \mu_1 T_{s_1} > \mu_2 T_{s_2} \\ \mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2} > 0 \\ \mu_1 - \mu_2 > 0 \\ \Sigma = \frac{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}}{\mu_1 - \mu_2} > 0. \end{gathered} \tag{23}$$

Grupînd cele două rezultate din (22) şi (23) putem scrie

$$\begin{gathered} T_c > \Sigma > 0 \\ T_c - \Sigma > 0. \end{gathered} \tag{24}$$

La aceasta trebuie să asociem ceea ce rezultă din (17)

$$\begin{gathered} T_{s_1}^4 > T_{s_2}^4 \\ T_{s_1}^4 - T_{s_2}^4 > 0 \\ \Delta = \frac{T_{s_1}^4 - T_{s_2}^4}{\mu_1 - \mu_2} > 0 \end{gathered} \tag{25}$$

Inegalităţile (24) şi (25) ne vor ajuta să alegem între soluţia cu radical pozitiv şi aceea cu radical negativ.

Soluţia cu radical pozitiv ne conduce la

$$T_c - \Sigma = \frac{1}{2}\left[\Delta^2 + \Delta\sqrt{\Delta^2 + 4\Sigma}\right] \tag{26}$$

în care ambii membri sînt pozitivi conform inegalităţilor amintite.

Soluţia cu radical negativ ne conduce însă la

$$T_c - \Sigma = \frac{1}{2}\left[\Delta^2 - \Delta\sqrt{\Delta^2 + 4\Sigma}\right] \tag{27}$$

în care membrul I este pozitiv, după (24), dar membrul II este evident negativ, deoarece $\Delta > 0$, după cum ne arată (25). Aşadar, această soluţie trebuie înlăturată.

Cazul II: $T_c < T_r$

Aceeaşi analiză o putem repeta şi pentru acest caz, utilizînd ecuaţia (16) în care am schimbat semnele membrilor

$$T_r^4 - T_s^4 = \mu \frac{T_s - T_c}{\sqrt{T_c}} \tag{28}$$

şi menţinînd: $\mu_1 > \mu_2$.

a) Ipoteza că T_{s_1} este mai apropiat de T_c decît T_{s_2} (fig. 3), adică $T_{s_1} - T_c < T_{s_2} - T_c$, ne impune: $T_r - T_{s_1} > T_r - T_{s_2}$ şi deci

$$T_r^4 - T_{s_1}^4 > T_r^4 - T_{s_2}^4. \tag{29}$$

În acest caz din (28) rezultă

$$\mu_1 (T_{s_1} - T_c) > \mu_2 (T_{s_2} - T_c) \tag{30}$$

ceea ce ne arată că raportul în care scade intervalul $T_{s_2} - T_c$ cînd devine $T_{s_1} - T_c$

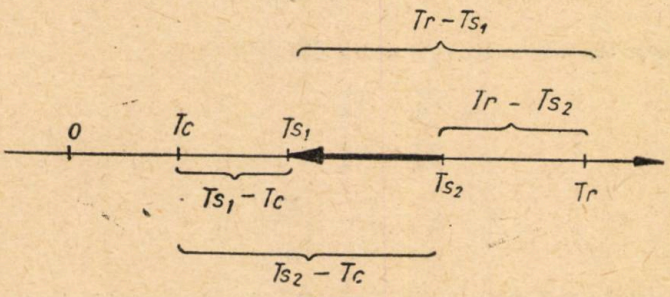


Fig. 3

este mai mic decît raportul în care creşte μ dela μ_2 la μ_1. Cu această condiţie, ipoteza este posibilă.

b) Ipoteza contrară primei, anume că T_{s_1} ar fi mai depărtat de T_c decît T_{s_2} (fig. 4), adică $T_{s_1} - T_c > T_{s_2} - T_c$, ne-ar conduce succesiv la

$$\begin{aligned} T_r - T_{s_1} &< T_r - T_{s_2} \\ T_r^4 - T_{s_1}^4 &< T_r^4 - T_{s_2}^4 \end{aligned} \tag{31}$$

din care, după (28), ar trebui să rezulte

$$\mu_1 (T_{s_1} - T_c) < \mu_2 (T_{s_2} - T_c). \tag{32}$$

Or, membrul I din (32) nu poate fi mai mic decît membrul II, deoarece,

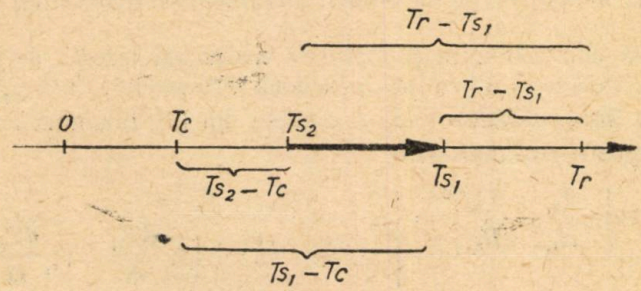


Fig. 4

conform ipotezei *b)*, atît $\mu_1 > \mu_2$ cît şi $T_{s_1} - T_c > T_{s_2} - T_c$. Ipoteza *b)* nu poate fi deci susţinută.

Din ipoteza *a)*, singura posibilă, rezultă succesiunea

$$T_r > T_{s_2} > T_{s_1} > T_c$$
$$\mu_1 > \mu_2 \tag{33}$$

Din (30) obţinem

$$\Sigma = \frac{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}}{\mu_1 - \mu_2} > T_c > 0.$$
$$T_c - \Sigma < 0 \tag{34}$$

La aceasta asociem ceea ce rezultă din (29)

$$T_{s_1}^4 < T_{s_2}^4$$
$$T_{s_1}^4 - T_{s_2}^4 < 0$$
$$\Delta = \frac{T_{s_1}^4 - T_{s_2}^4}{\mu_1 - \mu_2} < 0. \tag{35}$$

Ca şi în primul caz, inegalităţile (34) şi (35) ne vor ajuta să alegem între soluţia cu radical pozitiv şi aceea cu radical negativ.

Soluţia cu radical pozitiv ne conduce, la

$$T_c - \Sigma = \frac{1}{2}\left[\Delta^2 + \Delta\sqrt{\Delta^2 + 4\Sigma}\right] \tag{36}$$

în care membrul I este negativ, conform relaţiei (34), iar membrul II de asemenea, din cauză că Δ este negativ după (35).

Soluţia cu radical negativ ne conduce însă la

$$T_c - \Sigma = \frac{1}{2}\left[\Delta^2 - \Delta\sqrt{\Delta^2 + 4\Sigma}\right] \tag{37}$$

în care membrul I este negativ, dar membrul II este evident pozitiv din cauză că Δ este negativ. Aşa dar şi în acest caz soluţia cu radical negativ trebuie înlăturată, rămînînd bună numai soluţia cu semnul plus înaintea radicalului, scrisă în (12), (13) sau (15).

Trebuie să mai subliniem şi faptul că nu numai factorii de inerţie, dar şi raportul lor μ, trebuie să difere între cele două termometre. Dacă μ_1, ar fi egal cu μ_2 s-ar pierde însăşi rădăcina reală a ecuaţiei din (7), rămînînd numai rădăcina care nu corespunde realităţii fizice

$$T_c = \left[\mu \frac{T_{s_1} - T_{s_2}}{B_{r_1} - B_{r_2}}\right]^2 = \left[\mu \frac{T_{s_1} - T_{s_2}}{(T_{s_1}^4 - T_{s_2}^4) + \left(\beta_{r_1}\frac{dT_{s_1}}{dt} - \beta_{r_2}\frac{dT_{s_2}}{dt}\right)}\right]^2 \tag{38}$$

La echilibru, aceasta ne-ar conduce la expresia

$$T_c = \left[\mu \frac{1}{T_{s_1}^3 + T_{s_1}^2 T_{s_2} + T_{s_1} T_{s_2}^2 + T_{s_2}^3}\right]^2 = \left[\frac{\mu}{4\,T_s^3}\right]^2. \tag{39}$$

(Am considerat $T_{s_1} = T_{s_2} = T_s$ deoarece, dacă $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, ecuaţiile celor două termometre se confundă la echilibru şi deci $T_{s_1} = T_{s_2}$). Ecuaţia (39) ne duce la concluzia absurdă că T_c este cu atît mai mare, cu cît temperatura T_s indicată de termometre este mai scăzută. Pentru a nu fi reduşi la această soluţie, este necesar ca $\mu_1 \neq \mu_2$.

EXPRESIA TEMPERATURII RADIATIVE

Grupînd ecuaţia fundamentală după schema

$$\frac{\beta_c}{\beta_r} T_r^4 = \frac{\beta_c}{\beta_r} T_s^4 + \beta_c \frac{dT_s}{dt} - \sqrt{T_c} + \frac{T_s}{\sqrt{T_c}} \tag{40}$$

obţinem sistemului

$$\begin{aligned} \lambda_1 T_r^4 &= B_{c_1} - \sqrt{T_c} + \frac{T_{s_1}}{\sqrt{T_c}} \\ \lambda_2 T_r^4 &= B_{c_2} - \sqrt{T_c} + \frac{T_{s_2}}{\sqrt{T_c}} \end{aligned} \tag{41}$$

care prin scădere ne dă

$$T_r^4 (\lambda_1 - \lambda_2) = (B_{c_1} - B_{c_2}) + \frac{T_{s_1} - T_{s_2}}{\sqrt{T_c}}. \tag{42}$$

De aici, prin împărţire cu coeficientul lui T_r^4, obţinem

$$\boxed{\begin{aligned} T_r^4 &= \frac{B_{c_1} - B_{c_2}}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{T_{s_1} - T_{s_2}}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot \frac{1}{\sqrt{T_c}} \\ T_r^4 &= \frac{\mu_1 B_{r_2} - \mu_2 B_{r_1}}{\mu_1 - \mu_2} + \frac{\mu_1 \mu_2 (T_{s_2} - T_{s_1})}{\mu_1 - \mu_2} \cdot \frac{1}{\sqrt{T_c}} \end{aligned}} \tag{43}$$

Dacă am calculat în prealabil pe T_c cu ajutorul ecuaţiilor (12) sau (13), este de preferat să utilizăm forma simplă din (43) înlocuind în ea valoarea aflată pentru T_c.

În cazul în care însă nu ne interesează T_c şi deci nu-l calculăm în prealabil va trebui să eliminăm complet pe T_c extrăgînd $\frac{1}{\sqrt{T_c}}$ din relaţiile (10) şi (12)

$$\frac{1}{\sqrt{T_c}} = \frac{\Delta}{T_c - \Sigma} = \frac{\Delta}{\frac{1}{2}\left[\Delta^2 + \Delta\sqrt{\Delta^2 + 4\Sigma}\right]} = \frac{2}{\Delta + \sqrt{\Delta^2 + 4\Sigma}} = \tag{44}$$

$$= \frac{\sqrt{\Delta^2 + 4\Sigma} - \Delta}{2\Sigma}.$$

Înlocuind această expresie în (43) obţinem, după grupări şi reduceri convenabile, ecuaţia lui T_r în λ sau μ

$$T_r^4 = \frac{1}{2}\left[\frac{B_{c_1} - B_{c_2}}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{B_{c_1} T_{s_2} - B_{c_2} T_{s_1}}{\lambda_1 T_{s_2} - \lambda_2 T_{s_1}} + \frac{T_{s_1} T_{s_2}}{\lambda_1 T_{s_2} - \lambda_2 T_{r_1}} \sqrt{\Delta^2 + 4\Sigma}\right]$$

$$T_r^4 = \frac{1}{2}\left[\frac{\mu_1 B_{r_2} - \mu_2 B_{r_1}}{\mu_1 - \mu_2} + \frac{\mu_1 T_{s_1} B_{r_2} - \mu_2 T_{s_2} B_{r_1}}{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}} + \right. \tag{45}$$

$$\left. + \frac{\mu_1 \mu_2 (T_{s_2} - T_{s_1})}{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}} \sqrt{\Delta^2 + 4\Sigma}\right].$$

Dacă termometrele au intrat în echilibru $\left(\frac{dT_s}{dt} = 0\right)$, ecuaţia temperaturii radiative, în cazul în care am calculat în prealabil pe T_c, devine

$$T_r^4 = \frac{\lambda_1 T_{s_1}^4 - \lambda_2 T_{s_2}^4}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{T_{s_1} - T_{s_2}}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot \frac{1}{\sqrt{T_c}}$$

$$T_r^4 = \frac{\mu_1 T_{s_2}^4 - \mu_2 T_{s_1}^4}{\mu_1 - \mu_2} + \frac{\mu_1 \mu_2 (T_{s_2} - T_{s_1})}{\mu_1 - \mu_2} \cdot \frac{1}{\sqrt{T_c}} \tag{46}$$

Dacă însă nu am determinat în prealabil pe T_c, expresiile la echilibru în λ μ derivă din (45)

$$T_r^4 = \frac{1}{2}\left[\frac{\lambda_1 T_{s_1}^4 - \lambda_2 T_{s_2}^4}{\lambda_1 - \lambda_2} + T_{s_1} T_{s_2} \frac{\lambda_1 T_{s_1}^3 - \lambda_2 T_{s_2}^3}{\lambda_1 T_{s_2} - \lambda_2 T_{s_1}} + \right.$$

$$\left. + \frac{T_{s_1} - T_{s_2}}{\lambda_1 T_{s_2} - \lambda_2 T_{s_1}} \sqrt{\lambda_1^2 \lambda_2^2 \left(\frac{T_{s_2}^4 - T_{s_1}^4}{\lambda_1 - \lambda_2}\right)^2 + 4 \frac{\lambda_1 T_{s_2} - \lambda_2 T_{s_1}}{\lambda_1 - \lambda_2}}\right] \tag{47}$$

$$T_r^4 = \frac{1}{2}\left[\frac{\mu_1 T_{s_2}^4 - \mu_2 T_{s_1}^4}{\mu_1 - \mu_2} + T_{s_1} T_{s_2} \frac{\mu_1 T_{s_1}^3 - \mu_2 T_{s_2}^3}{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}} + \right.$$

$$\left. + \frac{\mu_1 \mu_2 (T_{s_2} - T_{s_1})}{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}} \sqrt{\left(\frac{T_{s_1}^4 - T_{s_2}^4}{\mu_1 - \mu_2}\right)^2 + 4 \frac{\mu_1 T_{s_1} - \mu_2 T_{s_2}}{\mu_1 - \mu_2}}\right]$$

Recapitulînd rezultatele de pînă acum, trebuie să constatăm că metoda cu două termometre propusă în lucrarea de faţă ne conduce, pentru temperaturile T_c a cîmpului cinetic şi T_r a cîmpului radiativ, la expresii care nu depind decît de parametrii fizici şi de înregistrările celor două termometre. Este astfel înlăturată servitutea inerentă determinării cu un singur termometru şi care consta din obligaţia de a cunoaşte pe T_r cînd voiam să determinăm pe T_c, şi invers.

Pentru determinări cu două termometre în regim variabil, vom utiliza aşa dar ecuaţiile (12) sau (13) şi (43) sau (45). La echilibru ele devin (15) şi (46) sau (47).

Din caracterul complicat al acestor ecuaţii se vede că ele ridică serioase dificultăţi de calcul numeric. Ele ar putea fi însă uşurate prin construirea unor nomograme adecvate.

Cîmpul de utilizare a metodei stabilită de noi cuprinde: determinările la sol şi sondajele meteorologice, termometria în laborator a gazelor la presiunea normală şi presiuni scăzute, actinometria şi unele aspecte ale fotometriei.

DETERMINAREA FACTORILOR DE INERŢIE

În afară de problema uşurării calculului numeric, o altă problemă de importanţă majoră este aceea a determinării factorilor de inerţie la fiecare termometru utilizat şi a bunei lor urmăriri în cazul în care ei variază în cursul măsurătorii termometrice.

Pentru aceasta vom considera ecuaţia termometrică fundamentală din (3) repetată, pentru un acelaşi termometru, la două momente diferite t_1, şi t_2, astfel încît să obţinem sistemul de ecuaţii

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta_r}(T_{r_1}^4 - T_{s_1}^4) + \frac{1}{\beta_c}\frac{T_{c_1} - T_{s_1}}{\sqrt{T_{c_1}}} &= \frac{dT_{s_1}}{dt} \\ \frac{1}{\beta_r}(T_{r_2}^4 - T_{s_2}^4) + \frac{1}{\beta_c}\cdot\frac{T_{c_2} - T_{s_2}}{\sqrt{T_{c_2}}} &= \frac{dT_{s_1}}{dt} \end{aligned} \tag{48}$$

în care necunoscutele sînt $\frac{1}{\beta_r}$ şi $\frac{1}{\beta_c}$, iar coeficienţii lor sînt expresii care cuprind numai temperaturi.

Determinarea acestor temperaturi ridică însă la rîndul ei anumite probleme deoarece, dacă pentru T_s şi $\frac{dT_s}{dt}$ nu există dificultăţi întrucît sînt citite direct la sonda termometrică, pentru temperaturile T_c şi T_r ale cîmpurilor cinetic şi radiativ trebuie să recurgem la un sistem de alte două termometre la care se repetă problema determinării factorilor inerţiali.

De aceea se impune să simplificăm problema cunoaşterii celor două temperaturi T_c şi T_r prin introducerea termometrului nostru într-o incintă închisă optic, în care aerul şi pereţii au ajuns la echilibru atingînd temperatura $T_x = T_c = T_r$ = constant, determinabilă uşor cu un termocuplu. Dacă incinta este mare faţă de dimensiunile şi masa termometrului supus cercetării, putem considera fără eroare apreciabilă că temperatura T_x a aerului şi pereţilor incintei nu suferă alteraţii sensibile prin introducerea termometrului în interior. Este de la sine înţeles că trebuie să ventilăm termometrul în interiorul incintei şi că trebuie să cunoaştem viteza de ventilare.

În aceste condiţii sistemul (48) se simplifică devenind

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta_r}(T_x^4 - T_{s_1}^4) + \frac{1}{\beta_c}\cdot\frac{T_x - T_{s_1}}{\sqrt{T_x}} &= \frac{dT_{s_1}}{dt} \\ \frac{1}{\beta_r}(T_x^4 - T_{s_2}^4) + \frac{1}{\beta_c}\cdot\frac{T_x - T_{s_2}}{\sqrt{T_x}} &= \frac{dT_{s_2}}{dt} \end{aligned} \tag{49}$$

Rezolvînd sistemul (49) se obţin expresiile factorilor de inerţie

$$\begin{aligned} \beta_r &= \frac{(T_x - T_{s_1})(T_x^4 - T_{s_2}^4) - (T_x - T_{s_2})(T_x^4 - T_{s_1}^4)}{(T_x - T_{s_1})\frac{dT_{s_2}}{dt} - (T_x - T_{s_2})\frac{dT_{s_1}}{dt}} \\ \beta_c &= \frac{1}{\sqrt{T_x}}\cdot\frac{(T_x^4 - T_{s_1}^4)(T_x - T_{s_2}) - (T_x^4 - T_{s_2}^4)(T_x - T_{s_1})}{(T_x^4 - T_{s_1}^4)\frac{dT_{s_2}}{dt} - (T_x^4 - T_{s_2}^4)\frac{dT_{s_1}}{dt}} \end{aligned} \tag{50}$$

care mai pot fi scrise şi sub forma

$$\beta_r = \frac{(T_x - T_{s_1})(T_x - T_{s_2})(T_{s_1} - T_{s_2})[T_x^2 + T_x(T_{s_1} + T_{s_2}) + (T_{s_1}^2 + T_{s_1}T_{s_2} + T_{s_2}^2)]}{\frac{dT_{s_1}}{dt}(T_x - T_{s_2}) - \frac{dT_{s_2}}{dt}(T_x - T_{s_1})}$$

$$\beta_c = \frac{-1}{\sqrt{T_x}} \cdot \frac{(T_x - T_{s_1})(T_x - T_{s_2})(T_{s_1} - T_{s_2})[T_x^2 + T_x(T_{s_1} + T_{s_2}) + (T_{s_1}^2 + T_{s_1}T_{s_2} + T_{s_2}^2)]}{\frac{dT_{s_1}}{dt}(T_x^4 - T_{s_2}^4) - \frac{dT_{s_2}}{dt}(T_x^4 - T_{s_1}^4)} \tag{51}$$

precum şi expresiile raportului lor λ sau μ

$$\lambda = \frac{\beta_c}{\beta_r} = -\frac{1}{\sqrt{T_x}} \cdot \frac{(T_x - T_{s_2})\frac{dT_{s_1}}{dt} - (T_x - T_{s_1})\frac{dT_{s_2}}{dt}}{(T_x^4 - T_{s_2}^4)\frac{dT_{s_1}}{dt} - (T_x^4 - T_{s_1}^4)\frac{dT_{s_2}}{dt}}$$

$$\mu = \frac{\beta_r}{\beta_c} = -\sqrt{T_x} \cdot \frac{(T_x^4 - T_{s_2}^4)\frac{dT_{s_1}}{dt} - (T_x^4 - T_{s_1}^4)\frac{dT_{s_2}}{dt}}{(T_x - T_{s_2})\frac{dT_{s_1}}{dt} - (T_x - T_{s_1})\frac{dT_{s_2}}{dt}}. \tag{52}$$

O a doua metodă, care ne scuteşte de incinta închisă optic, constă din utilizarea unui sistem de două termometre etalon, cu factori β cunoscuţi, în paralel cu termometrul căruia vrem să-i determinăm aceşti factori de inerţie. Cîmpurile T_c şi T_r pot fi de data aceasta independente şi oarecare; este de preferat ca ele să fie constante. Valorile lor sînt obţinute prin calcul din indicaţiile termometrelor etalon.

Avînd de aflat două necunoscute, β_c şi β_r, ne vor trebui două determinări.

O primă determinare poate fi făcută la echilibru. Ea nu ne poate da decît valoarea raportului μ (sau λ) al factorilor de inerţie, nu factorii înşişi. Ecuaţia pentru echilibru va fi

$$\frac{1}{\beta_r}(T_r^4 - T_{s_0}^4) + \frac{1}{\beta_c} \cdot \frac{T_c - T_{s_0}}{\sqrt{T_c}} = 0. \tag{53}$$

Deoarece T_r şi T_c sînt cunoscute cu ajutorul sistemului etalon, va rezulta din ecuaţia de mai sus expresia raportului λ sau μ

$$\lambda = \frac{\beta_c}{\beta_r} = -\frac{1}{\sqrt{T_c}} \cdot \frac{T_c - T_{s_0}}{T_r^4 - T_{s_0}^4}$$

$$\mu = \frac{\beta_r}{\beta_c} = -\sqrt{T_c} \cdot \frac{T_r^4 - T_{s_0}^4}{T_c - T_{s_0}}. \tag{54}$$

Asociind determinării făcută la echilibru o a doua făcută în regim variabil, obţinem ecuaţia

$$\frac{1}{\beta_r}(T_r^4 - T_{s_1}^4) + \frac{1}{\beta_c} \cdot \frac{T_c - T_{s_1}}{\sqrt{T_c}} = \frac{dT_{s_1}}{dt} \tag{55}$$

care ne va servi la determinarea factorilor β_c şi β_r înşişi. Pentru aceasta, din (55), rezultă

$$\begin{aligned} \beta_r \frac{dT_{s_1}}{dt} &= (T_r^4 - T_{s_1}^4) + \mu \frac{T_c - T_{s_1}}{\sqrt{T_c}} \\ \beta_c \frac{dT_{s_1}}{dt} &= \lambda (T_r^4 - T_{s_1}^4) + \frac{T_c - T_{s_1}}{\sqrt{T_c}} \end{aligned} \tag{56}$$

ceea ce ne conduce la expresiile lui β_r şi β_c în funcţie de λ sau μ obţinuţi la echilibru

$$\begin{aligned} \beta_r &= \frac{\lambda \sqrt{T_c}(T_r^4 - T_{s_1}^4) + (T_c - T_{s_1})}{\lambda \sqrt{T_c} \frac{dT_{s_1}}{dt}} = \frac{\sqrt{T_c}(T_r^4 - T_{s_1}^4) + \mu (T_c - T_{s_1})}{\sqrt{T_c} \frac{dT_{s_1}}{dt}} \\ \beta_c &= \frac{\lambda \sqrt{T_c}(T_r^4 - T_{s_1}^4) + (T_c - T_{s_1})}{\sqrt{T_c} \frac{dT_{s_1}}{dt}} = \frac{\sqrt{T_c}(T_r^4 - T_{s_1}^4) + \mu (T_c - T_{s_1})}{\mu \sqrt{T_c} \frac{dT_{s_1}}{dt}} \end{aligned} \tag{57}$$

Sistemul alcătuit din ecuaţiile (53) şi (55) ne poate da şi direct pe β_r şi β_c, fără intermediul raportului λ sau μ

$$\begin{aligned} \beta_r &= \frac{(T_c - T_{s_0})(T_r^4 - T_{s_1}^4) - (T_c - T_{s_1})(T_r^4 - T_{s_0}^4)}{(T_c - T_{s_0}) \frac{dT_{s_1}}{dt}} \\ \beta_c &= -\frac{1}{\sqrt{T_c}} \cdot \frac{(T_c - T_{s_0})(T_r^4 - T_{s_1}^4) - (T_c - T_{s_1})(T_r^4 - T_{s_0}^4)}{(T_r^4 - T_{s_0}^4) \frac{dT_{s_1}}{dt}} \cdot \end{aligned} \tag{58}$$

Odată determinaţi factorii de inerţie β_r şi β_c în anumite condiţii experimentale particulare, trebuie să constatăm că ei nu rămîn constanţi, ci pot să-şi schimbe valoarea de la o măsurătoare termometrică la alta, sau chiar în cursul unei aceleiaşi măsurători, dacă parametrii fizici de care depind aceşti factori variază. Din relaţiile (1) care definesc pe β_r şi β_c, observăm că β_r poate varia cu valoarea coeficientului de absorbţie a, iar β_c cu ventilaţia φ, presiunea p sau greutatea moleculară M a gazului în care se face măsurătoarea. Am făcut de la început ipoteza că raportul:

$$\frac{C}{S} = k\, r\rho c \tag{59}$$

(în care r este cea mai mică distanţă de la suprafaţă la centrul, axul sau planul de simetrie al termometrului, ρ densitatea şi c căldura specifică), nu variază cu temperatura termometrului, ceea ce este suficient de exact pentru domeniile de lucru din meteorologie.

Din cauza variabilităţii factorilor de inerţie β_r şi β_c, este deci necesar să definim şi să determinăm pentru fiecare termometru valori standard ale acestor factori de

inerţie. Din valorile standard vom putea deduce oricînd valorile reale în cazurile particulare din cursul măsurătorilor.

Vom considera condiţii standard acelea pentru care parametrii fizici au valorile:

$$\begin{aligned} a_0 &= 1 \\ \varphi_0 &= 1 \\ p_0 &= 760 \text{ torr} = 1013{,}25 \text{ mbar} = 1013250 \text{ dyne/cm}^2 \\ M_0 &= 28{,}9666 \text{ (aer).} \end{aligned} \tag{60}$$

Valorile standard vor fi date de

$$\begin{aligned} \beta_{r_0} &= \frac{C}{S} \cdot \frac{1}{a_0 \sigma} \\ \beta_{c_0} &= \frac{C}{S} \cdot \frac{16}{3\varphi_0 p_0} \sqrt{\frac{M_0}{3R}} \end{aligned} \tag{61}$$

în care: $\sigma = 5{,}77 \cdot 10^{-5}$ erg/cm² sec °K⁴ $= 1{,}378 \cdot 10^{-12}$ calorie/cm² sec °K⁴ şi: $R = 8{,}31436 \cdot 10^7$ erg/mol °K $= 1{,}98813$ calorie/mol °K.

Valorile reale pot fi exprimate cu ajutorul valorilor standard astfel

$$\begin{aligned} \beta_r &= \beta_{r_0} \frac{a_0}{a} \\ \beta_c &= \beta_{c_0} \frac{\varphi_0}{\varphi} \frac{p_0}{p} \sqrt{\frac{M}{M_0}}. \end{aligned} \tag{62}$$

La rîndul lor valorile standard pot fi deduse din oricare valoare particulară conform relaţiilor

$$\begin{aligned} \beta_{r_0} &= \beta_r' \frac{a'}{a_0} \\ \beta_{c_0} &= \beta_s' \frac{\varphi'}{\varphi_0} \frac{p'}{p_0} \sqrt{\frac{M_0}{M'}} \end{aligned} \tag{63}$$

dacă concomitent măsurăm şi parametrii fizici a', φ', p' şi M' care determină valoarea particulară.

În ceea ce priveşte factorul de inerţie radiativă, constatăm că el nu variază decît cu absorbţia a a suprafeţei termometrului. Deoarece este mai comod a determina, după relaţiile (50), (51) sau (57), (58), însuşi factorul β_r, nu este necesar să recurgem la valoarea standard β_{r_0} din care să deducem pe β_r. Această cale a valorii standard ar înlocui determinarea directă a lui β_r prin două determinări ale coeficientului de absorbţie: odată un a' la stabilirea valorii standard şi apoi un a în momentul folosirii termometrului, ceea ce ar fi o complicaţie inutilă. Aşa dar valoarea β_r va fi determinată direct o singură dată la începutul experienţei, ea rămînînd constantă atîta vreme cît suprafaţa termometrului nu suferă alteraţii prin oxidare sau aderarea impurităţilor. Dacă constatăm că totuşi au intervenit cauze alteratoare, vom redetermina direct pe β_r fără a recurge la determinarea lui a. Este de subliniat că în determinările meteorologice, suprafaţa termometrului se poate acoperi cu un film sau un strat mai gros de apă, uneori chiar gheaţă, prin

procesul de condensare pe suprafeţe răcite sau prin depunerea picăturilor, supratopite sau nu, din ceaţă sau nori. Această depunere poate altera coeficientul de absorbţie şi sînt de urmărit experimental limitele erorii introduse. De asemenea, în laborator, în cazul descărcărilor electrice în gaze rarefiate, este de urmărit dacă suprafaţa sondei termometrice nu suferă alterări prin oxidări sau reducţii, sau prin depunere catodică.

Trebuie să subliniem că determinarea termometrică a factorului β_r poate constitui un mijloc indirect pentru determinarea simplă şi uşoară a coeficientului de absorbţie a, conform relaţiei

$$a = \frac{C}{S} \cdot \frac{I}{\sigma \beta_r} \cdot \tag{64}$$

Se pune însă condiţia să măsurăm precis capacitatea calorifică C şi suprafaţa S a termometrului sau, ceea ce este preferabil după relaţia (59), distanţa r, căldura specifică c şi densitatea ρ a materialului.

În ceea ce priveşte factorul de inerţie cinetică β_r, constatăm că el poate varia cu trei parametri fizici: ventilaţia φ, presiunea p şi greutatea moleculară M a gazului.

Dacă am determinat o valoare β_c' într-un gaz de greutate moleculară M', vom obţine, trecînd la un alt gaz cu greutate moleculară M, în aceleaşi condiţii de ventilaţie şi presiune, o nouă valoare β_c dată de relaţia

$$\beta_c = \beta_c' \sqrt{\frac{M}{M'}} \cdot \tag{65}$$

În tabloul nr. 1 sînt date valorile factorului $\sqrt{\frac{M}{M'}}$ cu care trebuie să înmulţim pe β_c' în trecerea de la aerul normal uscat ($M' = 28{,}9666$) la oricare alt gaz din tabloul nr. 1, uscat de asemenea. Se vede din tabloul nr. 1 că inerţia cinetică a termometrului scade în gaze uşoare şi se ridică apreciabil în gaze grele, pentru aceleaşi condiţii de presiune şi ventilaţie.

Întrucît presiunea p este uşor determinabilă cu mijloace obişnuite, nu rămîne, ca problemă deschisă pentru experimentator, decît cunoaşterea eficacităţii φ a ventilaţiei.

Pentru aflarea legăturii dintre φ şi viteza de ventilare (sau poate şi alţi parametri ai gazului, peretelui termometric şi geometriei ventilării) sînt necesare, pentru fiecare tip şi dimensiune de termometru, studii experimentale care să conducă la abace sau nomograme uşor de urmărit.

Tabloul nr. 1

Valoarea raportului dintre factorul de inerţie cinetică în diferite gaze uscate şi în aerul uscat

Gazul	Aer	H_2	He	CH_4	NH_3	H_2O	Ne	C_2H_2
M	28,9666	2,0156	4,002	16,031	17,031	18,016	20,183	26,016
$\sqrt{\frac{M}{M_0}}$	1	0,263	0,372	0,744	0,767	0,789	0,835	0,947

Gazul	CO	N_2	C_2H_4	C_2H_6	O_2	H_2S	F_2	
M	28,000	28,016	28,031	30,047	32,000	34,07	38,00	
$\sqrt{\frac{M}{M_0}}$	0,983	0,983	0,984	1,018	1,051	1,084	1,145	

Gazul	A	CO_2	C_2H_5OH	SO_2	Cl_2	$(C_2H_5)_2O$	C_6H_6	
M	39,944	44,000	46,05	64,06	70,914	74,08	78,05	
$\sqrt{\frac{M}{M_0}}$	1,174	1,232	1,261	1,487	1,564	1,599	1,641	

Gazul	Kr	Xe	Br_2	Hg	J_2			
M	83,7	131,3	159,832	200,61	253,84			
$\sqrt{\frac{M}{M_0}}$	1,699	2,129	2,348	2,632	2,960			

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

В настоящем сообщении, являющемся продолжением предыдушей работы (1), авторы указывают, что для измерений температуры в атмосфере, необходимо иметь систему, состоящую из двух неодинаковых термометров, так как приходится измерять две неизвестные величины: температуру T_c кинетического поля и температуру T_r поля излучения. Написав термометрическое уравнение для каждого термометра в отдельности при помощи факторов кинетической инерции β_c и инерции изулучения β_r, определяют на основании полученной таким образом системы уравнений (4), выражения (12) (13) или (14), указывающие температуру T_c кинетического поля, а также выражения (43), (45) или (46), указывающие температуру T_r поля излучения.

Факторы инерции β_c и β_r термометра могут быть определены путем отметки его показаний в два различных момента в то время, когда предварительно нагретый или охлажденный термометр вентилируется в изометрическом, оптически закрытом, помещении при температуре T_x. При отсутствии помещения необходимо иметь эталонированный термометр с известными факторами β_c и β_r, при помощи которых можно измерить T_c и T_r.

Для первого способа определения факторы β_c и β_r даны отношениями (50) или (51), а для второго способа отношениями (58).

Из уравнения (1) однако видно, что факторы инерции меняются совместно с физическими параметрами термометра и газа. Фактор излучения β_r зависит только от поглощения a поверхности и таким образом является вообще постоянным. Кинетический же фактор β_c меняется совместно с молекулярным весом газа (65), изменяющимся при изменении влажности воздуха (67), с давлением p и эффективностью φ вентиляции (68).

CONTRIBUTION À LA DÉTERMINATION DE LA TEMPÉRATURE CINÉTIQUE ET DE LA TEMPÉRATURE RADIATIVE DANS L'ATMOSPHÈRE

(RÉSUMÉ)

Comme suite à l'étude antérieure [1], les Auteurs signalent que pour les mesures thermométriques dans l'atmosphère un système de deux thermomètres inégaux est nécessaire, puisque l'on doit déterminer deux inconnues: la température du champ cinétique T_c et celle du champ radiatif T_r. En écrivant l'équation thermométrique pour chacun des deux thermomètres, à l'aide des facteurs d'inertie cinétique β_c et radiative β_r, on détermine, à partir du système d'équations qui en résulte (4), les expressions (12), (13) ou (14) qui donnent la température T_c du champ cinétique, ainsi que les expressions (43), (45) ou (46), pour la température T_r du champ radiatif.

Les facteurs d'inertie, β_c et β_r, d'un thermomètre peuvent être déterminés par des lectures faites à deux moments différents pendant que le thermomètre, chauffé ou refroidi au préalable, est ventilé dans une enceinte isotherme, optiquement fermée, à la température T_x. A défaut d'une enceinte, un thermomètre étalon est nécessaire, aux facteurs β_c et β_r connus, à l'aide duquel on puisse mesurer T_c et T_r.

Pour le premier procédé, β_c et β_r sont donnés par les relations (50) ou (51); pour le second, par les relations (58).

Mais il ressort des équations (1) que les facteurs d'inertie varient avec les paramètres physiques du thermomètre et du gaz. Le facteur radiatif β_r ne dépend que de l'absorbtion a de la surface, de sorte qu'il est, en général, constant. Par contre, le facteur cinétique β_c varie en raison du poids moléculaire du gaz (65) et aussi avec la pression p et l'efficacité φ de la ventilation.

BIBLIOGRAFIE

1. Alexandru Grigoriu, Studii şi cercetări de fizică, t. IV, nr. 1–2, 1953, p. 15–26.
2. — Bul. Ştiinţ. Acad. R.P.R., Secţiunea de Ştiinţe matematice şi fizice, t. IV, nr. 3, iulie-august-septembrie, 1952, p. 635–639.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 1—2, 1954

LINIILE DE CÎMP MAGNETIC ALE POLIGOANELOR REGULATE DE CURENŢI RECTILINII. I*)

DE

SABBA ŞTEFĂNESCU

1. Prospecţiunea electrică a subsolului ridică problema focalizării cîmpurilor electrice şi magnetice, adică a concentrării în anumite regiuni a liniilor de forţă caracteristice acestor cîmpuri, în vederea obţinerii unui efect maximal local. Focalizarea cu ajutorul spirelor poligonale simple are efecte care nu depind în mare măsură de numărul laturilor poligoanelor utilizate; ea este analogă cu aceea — bine cunoscută — dată de spira circulară. O situaţie diferită se obţine utilizînd emiţătorii rectilinii de mare lungime cu electrozi terminali, dispuşi pe laturile unui poligon regulat, la egală distanţă de un punct central.

Luînd în considerare, în legătură cu această chestiune, problema liniilor de forţă ale cîmpului magnetic produs de un asemenea sistem emiţător, am fost conduşi să-i simplificăm enunţul şi să admitem — în primă aproximaţie — că electrozii terminali sînt situaţi la distanţă infinită, efectul lor fiind astfel neglijabil. Liniile de forţă sînt atunci acelea ale unui poligon regulat de curenţi rectilinii de egală intensitate, iar problema determinării pe cale de calcul a formei acestor linii a putut fi în întregime rezolvată pe baza următoarelor consideraţii:

Într-o Comunicare anterioară s-a arătat că ecuaţiile diferenţiale ale liniilor de forţă ale cîmpului magnetic produs de un triunghi de curenţi rectilinii de egală intensitate, admit o integrală algebrică de gradul 6 [1].

O a doua integrală a aceloraşi ecuaţii poate fi obţinută printr-o particularizare a metodei invarianţilor integrali. Astfel, integrarea ecuaţiilor diferenţiale ale liniilor H pentru triunghiul de curenţi rectilinii — de egală intensitate — poate fi considerată ca rezolvată, această integrare fiind redusă la cuadraturi.

În cazul particular cînd triunghiul este *echilateral*, se constată (a se vedea punctul 2) că integrala algebrică ia un aspect deosebit de simplu şi intuitiv. Ea exprimă că o suprafaţă integrală este locul geometric al punctelor pentru care *raportul dintre produsul distanţelor la cele trei planuri de simetrie ale triunghiului şi produsul distanţelor la cele trei laturi ale lui este constant.*

Această semnificaţie fizică simplă a integralei algebrice în cazul triunghiului echilateral a ridicat problema generalizării teoremei de mai sus la *poligoanele regulate de n curenţi rectilinii.*

În Comunicarea de faţă vom arăta că această generalizare este posibilă şi poate fi formulată în modul următor:

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 23 septembrie 1953.

Ecuaţiile diferenţiale ale liniilor de forţă ale cîmpului magnetic produs de un poligon regulat de n curenţi rectilinii de egală intensitate admit o *integrală algebrică de gradul* $2n$. O suprafaţă integrală algebrică este locul geometric al punctelor pentru care raportul dintre produsul distanţelor la cele n planuri de simetrie ale poligonului regulat şi produsul distanţelor la cele n laturi ale lui este constant.

2. Să verificăm mai întîi exactitatea teoremei de mai sus pentru $n=3$ (triunghiul echilateral). În cazul triunghiului de formă oarecare, s-a arătat [1] că integrala algebrică este

$$\frac{[F_3]^2}{(U_1^2+z^2)(U_2^2+z^2)(U_3^2+z^2)} = \text{const.}$$

unde s-a pus

$$U_i = x\cos\alpha_i + y\sin\alpha_i - h_i = 0$$

(laturile triunghiului)

$$F_3 = (1+\mu_1)(U_2-U_3)(U_1^2+z^2) + (1+\mu_2)(U_3-U_1)(U_2^2+z^2) + (1+\mu_3)(U_1-U_2)(U_3^2+z^2)$$

$$\mu_1 = \cos(\alpha_2-\alpha_3),\ \mu_2 = \cos(\alpha_3-\alpha_1),\ \mu_3 = \cos(\alpha_1-\alpha_2).$$

Dacă triunghiul este echilateral, avem $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = -\frac{1}{2}$

$$F_3 = \frac{1}{2}(U_1-U_2)(U_2-U_3)(U_3-U_1)$$

şi integrala algebrică ia forma

$$\frac{(U_1-U_2)^2(U_2-U_3)^2(U_3-U_1)^2}{(U_1^2+z^2)(U_2^2+z^2)(U_3^2+z^2)} = \text{const.}$$

Considerînd că factorii U_1-U_2, U_2-U_3, U_3-U_1 de la numărător sînt proporţionali cu distanţele la planurile de simetrie ale triunghiului şi că la numitor figurează pătratele distanţelor la laturile triunghiului, obţinem teorema anunţată.

3. Pentru studiul liniilor H ale poligoanelor regulate cu n laturi, vom întrebuinţa notaţii similare celor utilizate pentru triunghi. Laturile poligonului regulat — situate în planul $x\,o\,y$ al unui sistem cartezian cu originea în centrul poligonului — vor fi

$$U_i = x\cos\alpha_i + y\sin\alpha_i - h = 0 \quad (i=1,2\ldots n) \tag{1}$$

unde

$$\alpha_i = \alpha_1 + (i-1)\frac{2\pi}{n}, \tag{2}$$

$$\alpha_{i+n} = \alpha_i + 2\pi \tag{2^I}$$

Laturile poligonului fiind parcurse de curenţi de intensitate I, aceştia vor produce — conform legii Biot-Savart — un cîmp magnetic ale cărui componente carteziene în punctul $M(x, y, z)$ sînt, în unităţi electromagnetice

$$H_x = 2Iz\sum_{i=1}^{i=n}\frac{\cos\alpha_i}{U_i^2+z^2},\quad H_y = 2Iz\sum_{i=1}^{i=n}\frac{\sin\alpha_i}{U_i^2+z^2},\quad H_z = -2I\sum_{i=1}^{i=n}\frac{U_i}{U_i^2+z^2} \tag{3}$$

În consecință, ecuațiile diferențiale ale liniilor de forță se pot scrie

$$\frac{dx}{\sum_{i=1}^{i=n}\frac{\cos\alpha_i}{U_i^2+z^2}}=\frac{dy}{\sum_{i=1}^{i=n}\frac{\sin\alpha_i}{U_i^2+z^2}}=\frac{Z\,dz}{-\sum_{i=1}^{i=n}\frac{U_i}{U_i^2+z^2}} \tag{4}$$

4. Pentru a integra sistemul ecuațiilor (4) vom căuta întîi să punem în evidență soluțiile particulare

$$U_k^2+z^2=0$$

care reprezintă cilindri circulari — de rază infinit mică — ce coincid cu curenții rectilinii considerați.

În acest scop, înmulțim numărătorul și numitorul primului membru al ecuațiilor (4) cu $U_k\cos\alpha_k$, al doilea membru, în mod similar, cu $U_k\sin\alpha_k$ și adunăm numărătorii și numitorii rezultanți cu numărătorul, respectiv numitorul ultimului membru al sistemului (4); obținem astfel, în continuarea ecuațiilor (4)

$$=\frac{U_k\cos\alpha_k\,dx+U_k\sin\alpha_k\,dy+z\,dz}{\sum_{i=1}^{i=n}\frac{U_k\cos(\alpha_k-\alpha_i)-U_i}{U_i^2+z^2}}=\frac{\frac{1}{2}d\,Ln(U_k^2+z^2)}{\sum_{i=1}^{i=n}\frac{U_k\cos(\alpha_k-\alpha_i)-U_i}{(U_i^2+z^2)(U_k^2+z^2)}}$$

Însumînd numărătorii și numitorii în raport cu k, avem în continuarea acelorași ecuații

$$=\frac{\frac{1}{2}\sum_{k=1}^{k=n}d\,Ln(U_k^2+z^2)}{\sum_{k=1}^{k=n}\sum_{i=1}^{i=n}\frac{U_k\cos(\alpha_k-\alpha_i)-U_i}{(U_i^2+z^2)(U_k^2+z^2)}}$$

Suma dublă de la numitorul acestei ultime expresii cuprinde n^2-n termeni diferiți de zero (termenii cu $i=k$ sînt identic nuli); asociind doi cîte doi termenii are corespund permutării indicilor i și k, putem scrie în seria ecuațiilor (4)

$$=\frac{\frac{1}{2}\sum_{k=1}^{k=n}d\,Ln\,(U_k^2+z^2)}{\frac{1}{2}\sum_{k=1}^{k=n}\sum_{i=1}^{i=n}[\cos(\alpha_i-\alpha_k)-1]\,\frac{U_i+U_k}{(U_i^2+z^2)(U_k^2+z^2)}} \tag{4^I}$$

5. Pentru a merge mai departe, vom căuta acum să scoatem în relief faptul că și planurile de simetrie ale poligonului sînt soluții particulare ale sistemului (4), ceea ce din punct de vedere geometric este evident. Este însă necesar aici să distingem cazul poligoanelor cu un număr nepereche de laturi, $n=2p+1$, de cel cu număr pereche de laturi, $n=2p$.

6. Poligoane $n=2p+1$.

În acest caz, toate planurile de simetrie ale poligonului sînt planuri care trec prin axul Oz și sînt respectiv perpendiculare pe *una* din laturile lui.

Să considerăm de exemplu planul de simetrie

$$\delta_q=-x\sin\alpha_q+y\cos\alpha_q=0 \tag{5}$$

perpendicular pe latura $U_q = 0$ și să punem în evidență că acest plan este o integrală particulară a ecuațiilor (4). Înmulțind la numărător și numitor primul membru al acestor ecuații cu $-\sin\alpha_q$, al doilea membru al aceloraşi ecuații cu $\cos\alpha_q$ și adunînd numărătorii, respectiv numitorii, vom putea scrie în continuarea sistemului (4)

$$= \frac{-dx\sin\alpha_q + dy\cos\alpha_q}{\sum_{i=1}^{i=n}\frac{\sin(\alpha_i-\alpha_q)}{U_i^2+z^2}}. \qquad (4^{II})$$

Din cauza identității (2^I), limitele sumării de la numitorul expresiei de mai sus pot fi luate $i = q+1$ și $i = q+n$.

În această sumare vom asocia — doi cîte doi — termenii corespunzători laturilor poligonului simetrice în raport cu planul $\delta_q = 0$, adică termenii cu indicii $i = q+s$ și $i' = n+q-s = j$, s fiind un întreg pozitiv care ia succesiv valorile $1, \ldots p$. La numitor vom avea deci

$$\sum_{i=q+1}^{i=q+p}\frac{\sin(\alpha_i-\alpha_q)}{U_i^2+z^2}+\frac{\sin(\alpha_j-\alpha_q)}{U_j^2+z^2}. \qquad (6)$$

Din cauza relației (2) avem însă

$$\alpha_i+\alpha_j = 2\alpha_1+(i+j-2)\frac{2\pi}{n} = 2\alpha_1+(n+q-2)\frac{2\pi}{n}$$
$$= 2\alpha_q+2\pi,$$

$$\alpha_j-\alpha_q = \alpha_q+2\pi-\alpha_i, \quad \sin(\alpha_j-\alpha_q) = -\sin(\alpha_i-\alpha_q).$$

În suma (6) termenul general va fi

$$\frac{\sin(\alpha_i-\alpha_q)}{U_i^2+z^2}+\frac{\sin(\alpha_j-\alpha_q)}{U_j^2+z^2} = \sin(\alpha_i-\alpha_q)(U_j-U_i)\frac{U_i+U_j}{(U_i^2+z^2)(U_j^2+z^2)}.$$

Pe de altă parte

$$U_j-U_i = x(\cos\alpha_j-\cos\alpha_i)+y(\sin\alpha_j-\sin\alpha_i)$$

cu

$$\cos\alpha_j-\cos\alpha_i = -2\sin\frac{\alpha_j+\alpha_i}{2}\sin\frac{\alpha_j-\alpha_i}{2} = -2\sin\alpha_q\cdot\sin(\alpha_q-\alpha_i)$$

$$\sin\alpha_j-\sin\alpha_i = 2\cos\frac{\alpha_j+\alpha_i}{2}\sin\frac{\alpha_j-\alpha_i}{2} = 2\cos\alpha_q\sin(\alpha_q-\alpha_i)$$

astfel că termenul general devine

$$\frac{\sin(\alpha_i-\alpha_q)}{U_i^2+z^2}+\frac{\sin(\alpha_j-\alpha_q)}{U_j^2+z^2} =$$

$$-2\sin^2(\alpha_i-\alpha_q)(-x\sin\alpha_q+y\cos\alpha_q)\frac{U_i+U_j}{(U_i^2+z^2)(U_j^2+z^2)}$$

Observînd în sfîrșit că

$$-2\sin^2(\alpha_i-\alpha_q)=\cos 2(\alpha_i-\alpha_q)-1=\cos(\alpha_j-\alpha_i)-1$$

sîntem în măsură să scriem în locul ecuației (4^{II})

$$=\frac{-dx\sin\alpha_q+dy\cos\alpha_q}{\sum_{i=q+1}^{i=q+p}{}'[\cos(\alpha_i-\alpha_j)-1](-x\sin\alpha_q+y\cos\alpha_q)\dfrac{U_i+U_j}{(U_i^2+z^2)(U_j^2+z^2)}}$$

$$=\frac{\frac{1}{2}\,d\,Ln(-x\sin\alpha_q+y\cos\alpha_q)^2}{\sum_{i=q+1}^{i=q+p}{}'[\cos(\alpha_i-\alpha_j)-1]\dfrac{U_i+U_j}{(U_i^2+z^2)(U_j^2+z^2)}} \qquad (4^{III})$$

Se constată existența la numitorul expresiei (4^{III}) a unor termeni — în număr de p — identici ca formă cu cei de la numitorul expresiei (4^{I}). Aceștia din urmă sînt — distincți și diferiți de zero — în număr de $\frac{1}{2}n(n-1)=p(2p+1)$. Putem scrie pentru fiecare plan de simetrie o ecuație de tipul (4^{III}). Însumînd în raport cu q — de la 1 la $n=2p+1$ numărătorii, respectiv numitorii acestor ecuații, obținem noua ecuație

$$=\frac{\sum_{q=1}^{q=2p+1}{}'\frac{1}{2}\,d\,Ln(-x\sin\alpha_q+y\cos\alpha_q)^2}{\sum_{q=1}^{q=2p+1}{}'\sum_{i=q+1}^{i=q+p}{}'[\cos(\alpha_i-\alpha_j)-1]\dfrac{U_i+U_j}{(U_i^2+z^2)(U_j^2+z^2)}}. \qquad (4^{IV})$$

Numitorul acestei ultime expresii conține $p(2p+1)$ termeni distincți, identici ca formă și ca număr cu cei de la numitorul expresiei (4^{I}). Acești numitori sînt deci identici. În consecință avem și egalitatea numărătorilor din (4^{I}) și (4^{IV}) adică înlocuind indicele *mut* q prin k

$$\sum_{k=1}^{k=n}d\,Ln\,(U_k^2+z^2)-\sum_{k=1}^{k=n}{}'d\,Ln\,(-x\sin\alpha_k+y\cos\alpha_k)^2=0$$

sau, sub altă formă — după integrare —

$$\sum_{k=1}^{k=n}{}'Ln\,\frac{(-x\sin\alpha_k+y\cos\alpha_k)^2}{U_k^2+z^2}=\text{const.}$$

ceea ce exprimă, sub formă logaritmică, teorema anunțată.

7. Poligoane $n=2p$.

În acest caz planurile de simetrie sînt de două categorii; unele (categoria I) sînt perpendiculare simultan pe două laturi — paralele și opuse — ale poligonului; celelalte (categoria II) nu sînt perpendiculare pe laturile poligonului ci unesc două cîte două vîrfurile diametral opuse ale acestuia.

Urmînd procedeul deja întrebuinţat, vom scoate în evidenţă — prin calcul — că fiecare din aceste planuri de simetrie este o integrală particulară a sistemului (4).

Pentru planurile din prima categorie vom observa că ecuaţiile lor — în număr de p — sînt aceleaşi ca mai sus

$$\delta_q = -x \sin \alpha_q + y \cos \alpha_q = 0 \qquad (q = 1, 2. \ldots p). \tag{5}$$

Urmînd din aproape în aproape raţionamentul efectuat pentru cazul $n = 2p + 1$, sîntem conduşi să scriem în continuarea şirului de ecuaţii (4)

$$= \frac{\sum_{q=1}^{q=p} \frac{1}{2} d\, Ln\, (-x \sin \alpha_q + y \cos \alpha_q)^2}{\sum_{q=1}^{q=p} \sum_{i=q+1}^{i=q+p-1} [\cos (\alpha_i - \alpha_j) - 1] \frac{U_i + U_j}{(U_i^2 + z^2)(U_j^2 + z^2)}} \tag{4^V}$$

unde — ca mai sus — am pus $i = q + s$, $j = n + q - s$, însă cu s variind numai de la 1 la $p - 1$. Obţinem astfel în sumarea dublă de la numitor $p\,(p-1)$ termeni de tipul celor întîlniţi în numitorul din (4^I).

Pentru planurile de simetrie din a doua categorie — cele care unesc două cîte două vîrfurile opuse ale poligonului — raţionamentul urmat este puţin diferit de cel de mai sus, astfel că este util a-l reproduce cu oarecare detalii. Ecuaţiile acestor planuri au forma

$$\delta_q' = -x \sin \beta_q + y \cos \beta_q = 0 \tag{5^I}$$

unde s-a pus

$$\beta_q = \alpha_q + \frac{\pi}{n}. \tag{7}$$

Să exprimăm că şi aceste planuri sînt suprafeţe integrale particulare ale ecuaţiilor (4). În acest scop vom înmulţi la numărător şi la numitor primul membru al ecuaţiei (4) cu $-\sin \beta_q$, iar al doilea membru al aceloraşi ecuaţii cu $\cos \beta_q$. Adunînd numărătorii, respectiv numitorii, vom putea scrie în continuarea şirului de ecuaţii (4)

$$= \frac{-dx \sin \beta_q + dy \cos \beta_q}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{\sin (\alpha_i - \beta_q)}{U_i^2 + z^2}}. \tag{4^{VI}}$$

Din cauza identităţilor (2^I) limitele sumării de la numitorul ultimei expresii pot fi luate $i = 1 + q$ şi $i = n + q$. În această sumare vom asocia — doi cîte doi — termenii corespunzători laturilor poligonului simetrice în raport cu planul $\delta_q' = 0$, adică termenii $i = q + s$ şi $i' = j = n + q - s + 1$, s fiind un întreg pozitiv care ia succesiv valorile $1 \ldots p$.

La numitor vom avea deci sumarea

$$\sum_{i=q+1}^{i=q+p} \frac{\sin (\alpha_i - \beta_q)}{U_i^2 + z^2} + \frac{\sin (\alpha_j - \beta_q)}{U_j^2 + z^2}. \tag{8}$$

Din cauza relației (7) și a definițiilor de mai sus pentru i și p avem

$$\alpha_i+\alpha_j=2\alpha_1+(2q+n-1)\frac{2\pi}{n}=2\beta_q+2\pi$$

$$\alpha_j-\beta_q=\beta_q+2\pi-\alpha_i, \qquad \sin(\alpha_j-\beta_q)=-\sin(\alpha_i-\beta_q),$$

$$\frac{\sin(\alpha_i-\beta_q)}{U_i^2+z^2}+\frac{\sin(\alpha_j-\beta_q)}{U_j^2+z^2}=\sin(\alpha_i-\beta_q)(U_j-U_i)\frac{U_i+U_j}{(U_i^2+z^2)\ (U_j^2+z^2)}. \tag{9}$$

În cazul de față

$$U_j-U_i=x(\cos\alpha_j-\cos\alpha_i)+y(\sin\alpha_j-\sin\alpha_i)$$

cu

$$\cos\alpha_j-\cos\alpha_i=-2\sin\frac{\alpha_j+\alpha_i}{2}\sin\frac{\alpha_j-\alpha_i}{2}=-2\sin\beta_q\sin(\beta_q-\alpha_i)$$

$$\sin\alpha_j-\sin\alpha_i=2\cos\frac{\alpha_j+\alpha_i}{2}\sin\frac{\alpha_j-\alpha_i}{2}=2\cos\beta_q\sin(\beta_q-\alpha_i)$$

astfel că putem scrie

$$U_j-U_i=2\sin(\beta_q-\alpha_i)(-x\sin\beta_q+y\cos\beta_q).$$

Înlocuind în (9), (8) și (4^{VI}) și ținînd seama de faptul că

$$-2\sin^2(\alpha_i-\beta_q)=\cos 2(\alpha_i-\beta_q)-1=\cos(\alpha_i-\alpha_j)-1$$

vedem că ecuația (4^{VI}) devine

$$=\frac{dx\sin\beta_q+dy\cos\beta_q}{\sum_{i=q+1}^{i=q+p}[\cos(\alpha_i-\alpha_j)-1](-x\sin\beta_q+y\cos\beta_q)\dfrac{U_i+U_j}{(U_i^2+z^2)\ (U_j^2+z^2)}}$$

$$=\frac{\frac{1}{2}d\,Ln[-x\sin\beta_q+y\cos\beta_q]^2}{\sum_{i=q+1}^{i=q+p}[\cos(\alpha_i-\alpha_j)-1]\dfrac{U_i+U_j}{(U_i^2+z^2)\ (U_j^2+z^2)}}.$$

Scriind o ecuație similară pentru fiecare din cele p planuri de simetrie de categoria II și însumînd numărătorii, respectiv numitorii, obținem în continuarea acestor ecuații

$$=\frac{\sum_{q=1}^{q=p}\frac{1}{2}d\,Ln(-x\sin\beta_q+y\cos\beta_q)^2}{\sum_{q=1}^{q=p}\sum_{i=q+1}^{i=q+p}[\cos(\alpha_i-\alpha_j)-1]\dfrac{U_i+U_j}{(U_i^2+z^2)\ (U_j^2+z^2)}}. \tag{4^{VII}}$$

Regăsim la numitor termenii tip din (4^{I}) în număr de p^2.

Considerînd că în (4^{V}) am avut încă p^2-p asemenea termeni la numitor, adunînd numărătorul, respectiv numitorul din (4^{V}) cu numărătorul, respectiv

numitorul din (4^{VII}) obţinem o expresie la al cărui numitor general figurează $2p^2 - p = p(2p-1)$ termeni tip de forma

$$[\cos(\alpha_i - \alpha_j) - 1]\frac{U_i + U_j}{(U_i^2 + z^2)(U_j^2 + z^2)}.$$

După modul de generare — cupluri simetrice U, U_j în raport cu planurile $\delta_q = 0$ şi $\delta_q' = 0$, aceşti termeni sînt toţi diferiţi. Fiind în număr egal cu cei din (4^I), din egalitatea numitorilor conchidem pe aceea a numărătorilor. Avem deci

$$\sum_{k=1}^{k=2p} d\,Ln\,(U_k^2 + z^2) = \sum_{q=1}^{q=p}{}' d\,Ln\,(-x\sin\alpha_q + y\cos\alpha_q)^2 +$$

$$+ \sum_{q=1}^{q=p}{}' dLn\,(-x\sin\beta_q + y\cos\beta_q)^2.$$

Integrînd şi ţinînd seama de definiţiile (5) şi (5^I) obţinem

$$\sum_{q=1}^{q=p}{}' Ln\,\delta_q^2\,\delta_q'^2 - \sum_{k=1}^{k=2p} Ln\,(U_k^2 + z^3) = \text{const}$$

Aceasta este — pentru poligoane regulate cu număr pereche de laturi — forma logaritmică a teoremei anunţate.

Într-o Notă viitoare ne propunem să arătăm că metoda fluxului invariant elementar, care a permis obţinerea unei a doua integrale în cazul triunghiului de curenţi, este aplicabilă şi în cazul de faţă. Integrarea completă a sistemului iniţial (4) este reductibilă deci la cuadraturi.

ЛИНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРАВИЛЬНЫХ МНОГОУГОЛЬНИКАХ, СОСТАВЛЕННЫХ ПРЯМОЛИНЕЙНЫМИ ПОСТОЯННЫМИ ТОКАМИ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

Рассматривается система дифференциальных уравнений линий сил магнитного поля, образуемого согласно закону Био-Савара правильным многоугольником, составленным n прямолинейными постоянными токами одинаковой силы. Доказывается, что эти уравнения допускают алгебраический интеграл $2n$-й степени, и дается геометрическое определение соответствующих интегральных поверхностей: геометрическое место точек, для которых отношение произведения расстояний на n планов симметрии правильного многоугольника и произведение расстояний на n его сторон, постоянны.

LES LIGNES DE FORCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE DES POLYGONES RÉGULIERS DE COURANTS CONTINUS RECTILIGNES

(RÉSUMÉ)

On étudie le système des équations différentielles des lignes de force dans le cas du champ magnétique produit par un polygone régulier de courants continus rectilignes, d'égale intensité. On démontre que ces équations admettent une intégrale algébrique de degré $2n$ et l'on trouve, pour les surfaces intégrales correspondantes, la définition suivante: elles sont les lieux géométriques des points tels que le rapport entre le produit des distances aux n plans de symétrie du polygone et le produit des distances à ses n côtés soit constant.

BIBLIOGRAFIE

1. Sabba S. Ştefănescu, Studii şi cercetări de fizică, t. IV, nr. 3—4, iulie-decembrie 1953, p. 195.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 1—2, 1954

CONTRIBUŢII LA STUDIUL CÎMPULUI GEOMAGNETIC NORMAL

I. CU PRIVIRE LA VARIAŢIA SECULARĂ A ELEMENTELOR GEOMAGNETICE ÎN R.P.R. *)

DE

LIVIU CONSTANTINESCU

Cîmpul geomagnetic într-un anumit loc şi la un anumit moment rezultă din suprapunerea mai multor cîmpuri, cu diverse substraturi fizice. O succintă menţionare a lor e necesară în vederea definirii cîmpului normal, ca şi pentru punerea problemei care ne preocupă şi pentru conturarea celor mai importante aspecte ale ei.

Contribuţia principală în determinarea valorii cîmpului geomagnetic total T este aceea a cîmpului regulat, de natură fizică încă necunoscută, dar sigur cu originea în interiorul globului. Corespunzînd valorilor medii, obţinute prin nivelarea valorilor măsurate ale elementelor geomagnetice şi reprezentării lor prin funcţii sferice pentru întregul glob [1], cu coeficienţii calculaţi după ansamblul determinărilor magnetice terestre şi oceanice, în ipoteza magnetizării uniforme a Pămîntului [2], acest cîmp regulat e funcţie de coordonatele geografice λ şi φ ale locului; îl vom nota prin $T_r(\lambda, \varphi)$.

Al doilea element component al cîmpului total este cîmpul produs de magnetismul scoarţei terestre. Datorindu-şi existenţa magnetismului remanent, ca şi celui indus, de cîmpul regulat, în rocile ce intră în alcătuirea scoarţei şi care au diferite susceptibilităţi magnetice, acest cîmp crustal depinde de proprietăţile magnetice ale rocilor (intensitatea de magnetizare remanentă I_r şi cea de inducţie I_i, aceasta fiind funcţie de cîmpul magnetizant şi de susceptibilitate) şi de eterogenităţile distribuţiei lor în scoarţa terestră, pe care le vom nota simbolic prin e. Cîmpul crustal va fi deci $T_c(I_r, I_i, e)$.

Peste aceste două cîmpuri, practic constante, pentru care în orice caz nu s-a pus, în mod sigur, în evidenţă vreo variaţie [3], se suprapun altele două, care prezintă o evoluţie în timp, ambele funcţii şi de loc: cîmpul variabil, de origine cosmică, al variaţiilor periodice şi al perturbaţiilor $T_v(\lambda, \varphi, t)$ şi un cîmp variabil foarte lent cu timpul, în strînsă legătură cu cîmpurile regulat şi crustal, deci cu originea în interiorul suprafeţei terestre, cîmpul de variaţie seculară $T_s(\lambda, \varphi, t)$.

Cîmpul total, măsurat la un anumit moment t, într-un loc de coordonate geografice λ şi φ, va fi, aşadar, reprezentabil prin expresia simbolică

$$\overline{T} = \overline{T}_r(\lambda, \varphi) + \overline{T}_c(I_r, I_i, e) + \overline{T}_v(\lambda, \varphi, t) + \overline{T}_s(\lambda, \varphi, t).$$

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 20 noiembrie 1953.

În raport cu cîmpul regulat, cîmpul crustal, care e legat de proprietăţile magnetice şi de accidentele structurale ale scoarţei, este un cîmp anormal, lui datorindu-i-se abaterile valorilor cîmpului real de la distribuţia corespunzătoare ipotezei magnetizării uniforme sau celorlalte concepţii echivalente. După substratul lor geologic şi după dimensiunile lor, anomaliile magnetice pot fi continentale, regionale şi locale, adică în cazul general avem, cu o notaţie a cărei semnificaţie e evidentă,

$$\overline{T}_c = \overline{T}_c^c + \overline{T}_c^r + \overline{T}_c^l .$$

Întrucît pentru regiuni de dimensiunile unei ţări de mărime mijlocie termenul T_c^c care reprezintă anomalia continentală este practic constant, se consideră de obicei ca anomalie magnetică numai suma anomaliilor regională şi locală, adică, cu notaţia adoptată,

$$\overline{A} = \overline{T}_c^r + \overline{T}_c^l = \overline{T} - [\overline{T}_r(\lambda, \varphi) + \overline{T}_c^c + \overline{T}_s(\lambda, \varphi)] - \overline{T}_v(\lambda, \varphi, t).$$

Cum T este cîmpul măsurat, căruia evident i s-au aplicat reducerile instrumentale, iar T_v este furnizat de înregistrările geomagnetice, determinarea anomaliei este posibilă dacă se cunoaşte valoarea parantezei mari din expresia de mai sus, paranteză care reprezintă ceea ce se desemnează, în mod obişnuit, ca fiind cîmpul geomagnetic normal, în sens larg, adică rezultanta cîmpului regulat şi a cîmpului crustal continental, inclusiv cîmpul de variaţie seculară. În înţeles restrîns, cîmpul geomagnetic normal este numai suma primilor doi termeni $\overline{T}_r + \overline{T}_c^c$, variaţia seculară fiind considerată, de cele mai multe ori, ca un element aparte.

Din cele ce preced rezultă, în mod clar, nu numai conţinutul noţiunii de cîmp geomagnetic normal, dar şi importanţa cunoaşterii acestui cîmp. Conturarea cartografică a anomaliilor magnetice se face întotdeauna mai fidel, mai precis şi mai intuitiv cu ajutorul izanomalelor, decît cu ajutorul izogonelor, izoclinelor sau izodinamelor, mai cu seamă în cazul anomaliilor de valori nu prea mari. Fără cunoaşterea cîmpului normal, trasarea izanomalelor este, însă, imposibilă. Pe lîngă aceasta, nivelul însuşi al anomaliilor magnetice şi repartiţia reală a anomaliilor pozitive şi negative pot fi stabilite în mod sigur numai dacă e cunoscut cîmpul geomagnetic normal. Datorită cunoaşterii acestui cîmp, informaţiile magnetice asupra structurii subsolului pot fi, astfel, eliberate de elemente care le-ar putea deforma.

Deşi cercetările geomagnetice nu au lipsit în ţara noastră, problema determinării cîmpului normal nu a fost pusă decît în mod cu totul întîmplător; oricum, ea nu a fost încă soluţionată. O încercare merituoasă, dar desigur prematură, a lui D. Negreanu [4], a dus numai la nişte formule provizorii, puţin precise şi categoric nesatisfăcătoare astăzi. În această situaţie era natural să ne punem problema determinării cîmpului geomagnetic normal pentru ţara şi epoca noastră, cu atît mai mult, cu cît astăzi, pe lîngă aparatele necesare pentru determinările pe teren, avem şi un observator magnetic, cu dotaţie modernă, care asigură concomitent posibilitatea reducerii corecte a variaţiilor în timp (termenul T_v) în condiţii perfect controlabile, pe bază de înregistrări continue, referirea la o bază riguros determinată şi controlul periodic al aparatelor de teren în vederea determinării constantelor instrumentale.

Prima problemă pe care ne-am pus-o a fost aceea a cîmpului de variaţie seculară. Cunoaşterea termenului T_s al variaţiei seculare e necesară pentru determinarea cîmpului geomagnetic normal, nu numai în cazul acceptării definiţiei mai largi a acestui cîmp, cînd T_s face parte integrantă din cîmpul normal, dar chiar

în cazul limitării la sensul mai restrîns. Într-adevăr la baza determinării distribuției geografice a valorilor cîmpului geomagnetic real, din a căror nivelare pe cale grafică sau analitică rezultă cîmpul normal, stau determinări care chiar dacă nu sînt efectuate în epoci foarte îndepărtate se întind totuși de-a lungul unui interval de timp destul de mare pentru ca efectul variației seculare să se facă simțit. Aceste determinări trebuie reduse toate la un același moment. Cum aceasta implică cunoașterea variației seculare, orice încercare de rezolvare a problemei cîmpului geomagnetic normal trebuie să fie precedată de preocupări corespunzătoare în legătură cu variația secularã. Astfel, lucrarea de față are drept obiect pe lîngă punerea problemei cîmpului geomagnetic în general, în special examinarea problemei variației seculare a elementelor geomagnetice în țara noastră, nu ca o problemă în sine, dar ca o problemă preliminară a problemei mai vaste care formează preocuparea noastră de căpetenie: determinarea distribuției normale a cîmpului geomagnetic.

Încercări de determinare a variației seculare, pentru teritoriul țării noastre, s-au făcut în repetate rînduri pînă acum, pentru diverse epoci, adeseori cu rezultate bune, deși procedeele aplicate n-au fost întotdeauna ireproșabile. Riguros vorbind, variația secularã este reprezentată de diferența dintre valorile medii ale unui anumit element geomagnetic, centrate în jurul a două momente separate printr-un interval de timp de un an, adică

$$V_S = (E_m)_{n+1} - (E_m)_n,$$

n reprezentînd anul, iar valoarea mediei fiind

$$E_m = \frac{1}{t}\int_0^t E\,dt.$$

Ideal, pentru a se elimina cît mai deplin influența tuturor variațiilor în timp, periodice sau accidentale, cu excepția celei seculare, ar trebui ca intervalul de timp t să fie cît mai mare, cel puțin egal cu un ciclu de activitate solară ($\sim$ 11 ani), adică ar trebui să se ia diferența dintre media valorilor elementului magnetic considerat în intervalul de timp de 11 ani, care are la mijloc jumătatea anului $n+1$ și media valorilor aceluiași element tot în interval de 11 ani, dar cu limitele intervalului astfel fixate, ca de astădată jumătatea anului n să se găsească la mijlocul lui. Se admite totuși, că variația secularã e suficient de bine reprezentată de diferența dintre mediile anuale a doi ani succesivi. De aici, însă, și pînă la a lua diferența dintre valorile determinate pentru un element geomagnetic în doi ani consecutivi, în aceeași zi a aceleiași luni și între aceleași ore — cum s-a făcut uneori — este evident o deosebire. Valorile găsite, în acest din urmă fel, pot să difere foarte mult de realitate, din cauza variațiilor periodice și mai ales din cauza perturbațiilor magnetice. Pentru declinație, de exemplu, variația secularã este în prezent, la noi, pozitivă și de aproximativ 5′ pe an iar o perturbație magnetică poate produce abateri momentane ale declinației de zeci de minute într-un sens sau altul; tot așa, pentru componenta orizontală a cîmpului geomagnetic a cărei variație secularã e negativă și de vreo 10—20 γ pe an, perturbațiile depășesc frecvent 100 γ iar variația diurnă atinge la noi, vara, amplitudini de 40—50 γ. În aceste condiții, se înțelege că dacă determinările se fac în zile perturbate din punct de vedere magnetic nu este exclusă mascarea sau deformarea completă a variației seculare, dedusă cum s-a spus mai pe urmă, nu numai ca mărime dar, în cazuri nefavorabile chiar ca semn.

E evident că de o determinare corectă a variației seculare nu se poate vorbi decît la un observator magnetic, unde se fac înregistrări continue ale variațiilor în timp ale elementelor geomagnetice și unde se dispune, astfel, de toate valorile medii orare, care pot fi prelucrate corespunzător scopului urmărit. Cum însă datele de înregistrare sînt valabile, cu oarecare aproximație, pînă la o distanță de vreo 500 km de locul înregistrării [5], dubla comparare a rezultatelor obținute prin determinări efectuate la capetele unui an într-o stațiune oarecare și a mediilor convenabil luate de la un observator nu prea îndepărtat, poate conduce la informații aproape sigure și asupra variației seculare în stațiunea respectivă.

Deși, potrivit considerațiilor de mai sus, principial sînt de făcut rezerve asupra determinării variației seculare pe o altă cale și, în special, în absența unor înregistrări continue ale variațiilor în timp ale cîmpului geomagnetic — controlate de altfel și prin determinări absolute — de fapt se pot obține informații asupra valorilor *medii* ale variației seculare, într-un anumit interval de timp, chiar pe baza unor determinări răzlețe, cu condiția ca intervalul de timp care separă determinările să fie destul de lung. În felul acesta au obținut valori medii utilizabile ale variației seculare, prin compararea rezultatelor unor determinări proprii cu date mai vechi, Șt. Procopiu [6] și G. Atanasiu [7], [8]; încercările de a urmări de la an la an variația secular, fără a cunoaște variația continuă a cîmpului în intervalul corespunzător, sau, cel puțin, în decursul determinărilor, și cu ignorarea completă a caracterului calm sau agitat al zilelor de determinare, încercări făcute și mai înainte și continuate recent de Șt. Procopiu [9], nu pot prinde, însă, fenomenul cu fidelitatea și finețea cerute de nivelul de precizie necesar în prezent în determinări și nu sînt justificate.

Neuniformitatea distribuției în spațiu și timp a variației seculare impune efectuarea repetată de determinări magnetice în mai multe stațiuni, repartizate în toată regiunea pentru care se studiază fenomenul. Repetarea periodică a determinărilor permite urmărirea eventualelor neliniarități pe care le prezintă evoluția cu timpul a variației seculare, iar faptul că determinările se fac în mai multe stațiuni asigură posibilitatea punerii în evidență a particularităților distribuției ei geografice. Ținînd seama de acest lucru, ne-am propus să efectuăm, din doi în doi ani, determinări magnetice în zece stațiuni — cîte cinci în fiecare an — stațiuni de variație secular sau de repetare, cît mai uniform repartizate pe întreaga suprafață a țării. Acestea, împreună cu Observatorul geofizic Surlari — unde se fac continuu înregistrări și, cel puțin bilunar, determinări absolute — sînt destinate să formeze rețeaua de urmărire a particularităților prezentate pentru teritoriul țării noastre de variația secular în evoluția ei în timp sau în repartiția ei geografică. Lucrarea este de abia la început și rezultatele propriu zise ale ei sînt încă de așteptat. Anumite informații asupra fenomenului care ne interesează, și anume asupra valorilor medii, se pot obține, totuși, pe calea indicată mai sus, prin compararea datelor proprii cu cele analoge din trecut.

În tabloul nr. 1 sînt trecute valorile elementelor geomagnetice determinate în anii 1949 și 1950, cu ajutorul lui N. Milea, în cele zece stațiuni de variație secular, valori reduse la epoca 1950,0 pe baza înregistrărilor efectuate, fără întrerupere, la observator. Rezultate obținute de diverși cercetători, în determinări efectuate la diverse epoci în regiunile respective, precum și valori interpolate, pentru amplasamentele stațiunilor noastre, cu ajutorul datelor publicate de Departamentul de magnetism terestru al Institutului Carnegie referitor la distribuția cîmpului magnetic pe suprafața întregului glob pentru epoca 1945,0 [10], sînt strînse în tabloul nr. 2. Supuse unui examen critic, aceste date se dovedesc a fi foarte puțin

Tabloul nr. 1

Coordonatele geografice ale stațiunilor de variație seculară și valorile corespunzătoare ale elementelor geomagnetice, reduse la epoca 1950,0

Nr. crt.	Stațiunea	Coordonate geografice		Elemente geomagnetice		
			φ	D	H	I
1	Făgăraș-Beclean .	24° 55′,0	45° 49′,0	1° 20′	0,2172	62 °05′
2	Cluj-Sînicoară . .	23° 42′,5	46° 48′,1	1° 15′	0,2126	63° 04′
3	Oradea-Hidișel . .	22° 04′,2	46° 56′,1	0° 37′	0,2118	63° 04′
4	Timișoara-Sînandrei	21° 11′,6	45° 48′,0	0° 16′	0,2168	62° 07′
5	Craiova-Șimnic .	23° 49′,5	44° 22′,3	1° 03′	0,2256	60° 52′
6	Constanța-Costinești	28° 38′,3	43° 57′,5	2° 13′	0,2297	60° 28′
7	Tecuci-Nicorești .	27° 18′,3	45° 56′,5	2° 22′	0,2184	62° 20′
8	Iași-Galata . . .	27° 32′,7	47° 09′,4	2° 08′	0,2124	63 °29′
9	Cîmpulung-Vama	25° 40′,1	47° 33′,5	1° 55′	0,2098	63° 42′
10	Sighet-Nănești . .	24° 00′,7	47° 50′,9	1° 31′	0,2081	63° 51′

omogene din punctul de vedere al modului în care au fost obținute și nu prea potrivite cu scopul pe care-l urmărim. În timp ce datele pentru 1890,0 și 1901,0 sînt obținute în epoci prea îndepărtate pentru a putea conduce la indicații precise și valabile în prezent asupra variației seculare, valorile mai recente sînt discutabile ținînd seama de faptul că uneori nu s-au făcut reduceri de variație diurnă, sau, dacă s-au făcut, s-au folosit curbe medii și pentru alți ani decît anul măsurătorilor, că s-au neglijat cu totul variațiile accidentale și că s-a admis liniaritatea evoluției în timp și uniformitatea distribuției în spațiu a variației seculare; în sfîrșit, valorile pentru 1945,0 sînt valori calculate, rezultînd din interpolări între valori corespunzătoare unor puncte prea îndepărtate unul de altul.

Eterogenitatea datelor din tabloul nr. 2 e pusă în evidență de valorile ce se obțin cu ajutorul lor pentru variațiile seculare ale elementelor geomagnetice în regiunile și pentru intervalele respective, valori înfățișate în tabloul nr. 3. Dacă rezultatele la care se ajunge pentru declinație sînt concordante, în general, în privința sensului fenomenului și ordinului lui de mărime (afară de valorile de la Făgăraș, Iași și Sighet pentru intervalul 1945,0 — 1950,0), pentru componenta orizontală și pentru inclinație discordanțele sînt adeseori grave, indicațiile nepotrivindu-se uneori nici măcar în privința sensului variației (valorile de la Constanța pentru intervalele 1936,5 — 1950,0 și 1940,5 — 1950,0 și cele de la Oradea, Timișoara și Craiova pentru acest ultim interval). Singurele date care formează un ansamblu coerent sînt cele rezultate din compararea valorilor din 1890,0 și 1901,0 cu valorile noastre dar, pe de o parte, ele nu reprezintă decît valori medii, fără semnificație pentru epoca actuală și pe de altă parte, chiar ca medii valorile pentru 1890,0 — 1950,0 nu sînt corecte decît în cazul declinației, care a evoluat în același sens în decursul întregului interval, nu și pentru componenta orizontală și inclinație, care și-au schimbat în jurul anului 1900 sensul de variație și astfel valorile corespunzătoare sînt prea mici, lucru bine pus în evidență de o comparație între valorile variației seculare a celor două elemente în intervalul 1890,0 — 1950,0 și cele din intervalul 1901,0 — 1950,0.

Despre o punere în evidență, cu ajutorul datelor tabloului nr. 3, a distribuției geografice a variației seculare nu poate fi vorba nici măcar pentru declinație, ușorul efect de latitudine ce pare a se manifesta fiind de ordinul de mărime al

Tabloul nr. 2

Valorile elementelor geomagnetice în regiunile staţiunilor de variaţie secular la diferite epoci

Nr. crt.	Regiunea	Elementul	Epoca									Observaţii
			1890.0 [6]	1901.0 [6]	1919.0 [11]	1936.5	1938.5	1939.5	1940.5 [6]	1945.0 [10]	1950.0	
1	Făgăraş	D	−5°51′.5			+0°05′.0 [6]	+0°06′.7 [6]		+0°21′.0	+1° 12′	+1° 20′	
		H	0,22297	—	—	0.21875	0.2186	—	0.21834	0.2183	0.2172	
		I	60°31′.9			61°54′.4	—		61°56′.9	61° 54′	62° 05′	
2	Cluj	D	−5°58′.2				−0°06′.5 [7]		+0°13′.1	+0° 48′	+1° 15′	
		H	0.21771	—	—	—	0.2127	—	0.21317	0.2137	0.2126	
		I	61°33′.7				—		62°41′.5	62° 36′	63° 04′	
3	Oradea	D	−6°36′.8						−0°25′.5	+0° 09′	+0° 37′	
		H	0.21585	—	—	—	—	—	0.21131	0.2131	0.2118	
		I	61°51′.8						63°00′.0	62° 42′	63° 04′	
4	Timişoara	D	−7°05′.8						−0°54′.5	−0° 18′	+0° 16′	
		H	0,22083	—	—	—	—	—	0.21629	0.2182	0.2168	
		I	60°49′.5						61°57′.5	61° 48′	62° 07′	
5	Craiova	D		−5°01′.7					−0°15′.2	+0° 36′	+1° 03′	
		H	—	0.23270	—	—	—	—	0.22480	0.2254	0.2256	
		I		58°48′.9					60°46′.5	60° 42′	60° 52′	
6	Constanţa	D		−3°09′.0	−1°09′	+1°30′ [12]	+1°24′.9 [6]		+1°32′.8	+2° 07′	+2° 15′	
		H	—	0.23725	0.2307	0.2285	0.229 8	—	0.22958	0.2313	0.2297	
		I		58°14′.8	59°07′	60°14′	60°29′.0		60°24′.9	60° 24′	60° 28′	
7	Tecuci	D		−3°14′.8			+1°25′.1 [6]		+1°34′.7	+1° 56′	+2° 22′	
		H	—	0.2276	—	—	0.220 3	—	0.22051	0.2195	0.2184	
		I		59°56′.0			62°20′.1		62°16′.9	62° 15′	62° 20′	
8	Iaşi	D		−3°28′.9		+1°01′.1 [6]	+1°10′.4 [6]	+1°13′.5 [6]	+1°18′.7	+2° 06′	+2° 08′	
		H	—	0.2236	—	0.21396	0.21377	0.21369	0.21355	0.2130	0.2124	
		I		60°53′.8		62°55′.0	63°02′.9	62°54′.5	62°58′.1	63° 16′	63° 29′	
9	Cîmpulung	D						+0°49′.0 [14]	+0°54′.4	+1° 35′	+1° 55′	Valorile pentru 1939.5 şi 1940.5 interpolate între cele date pentru cîmpulung şi Gura Humorului
		H	—	—	—	—	—	0.2103	0.21135	0.2104	0.2098	
		I						—	63°03′.5	63° 24′	63° 42′	
10	Sighet	D					0°22′.5 [13]	+0°15′.5 [6]	+0°24′.5	+1° 21′	+1° 31′	Valorile pentru 1939.5 şi 1940.5 interpolate între cele date pentru Sighet şi Cuhea
		H	—	—	—	—	—	0.20926	0.20912	0.2088	0.2081	
		I						63°13′.2	63°16.6′	63° 38′	63° 51′	

Tabloul nr. 3

Variațiile seculare medii, în diverse intervale, ale elementelor geomagnetice, așa cum rezultă din compararea datelor din tabloul nr. 2

Nr. crt.	Regiunea	Elementul	Interval 1890.0-1950.0	1901.0-1950.0	1919.0-1950.0	1936.5-1950.0	1938.5-1950.0	1939.5-1950.0	1940.5-1950.0	1945.0-1950.0
1	Făgăraș	D	+6′.8			+5′.6	+6′.2		+6′.2	+1′.6
		H	−9	—	—	−11	−12	—	−13	−23
		I	+1′.5			+0′.8	—		+0′.8	+2′.2
2	Cluj	D	+7′.2				+6′.6		+6′.5	+5′.3
		H	−8	—	—	—	−1	—	− 6	−22
		I	+1′.5				—		+2′.5	+5′.6
3	Oradea	D	+7′.2						+6′.5	+5′.5
		H	−6	—	—	—	—	—	+6	−25
		I	+1′.2						+0′.7	+4′.2
4	Timișoara	D	+7′.3						+7′.5	+6′.8
		H	−6	—	—	—	—	—	+5	−28
		I	+1′.5						+1′.0	+3′.8
5	Craiova	D		+7′.4					+8′.1	+5′.3
		H	—	−14	—	—	—	—	+9	+4
		I		+2′.5					+0′.5	+1′.8
6	Constanța	D		+6′.6	+6′.5	+4′.7	+4′.2		+4′.2	+1′.0
		H	—	−15	−3	+6	−1	—	+1	−32
		I		+2′.7	+2′.7	+1′.0	0		+0′.4	+0′.8
7	Tecuci	D		+6′.9			+5′.1		+4′.9	+5′.0
		H	—	−18	—	—	−20	—	−22	−23
		I		+2′.0			0		+0′.2	+0′.9
8	Iași	D		+6′.6		+5′.0	+4′.1	+5′.2	+5′.2	+0′.4
		H	—	−18	—	−12	−12	−12	−12	−15
		I		+3′.1		+2′.5	+2′.2	+3′.2	+3′.2	+2′.6
9	Cîmpulung	D						+6′.2	+6′.1	+4′.0
		H	—	—	—	—	—	−5	−16	−5
		I						—	+4′.0	+3′.7
10	Sighet	D					+6′.0	+6′.8	+7′.0	+2′.0
		H	—	—	—	—	—	−11	−10	−13
		I					—	+3′.5	+3′.5	+2′.5

împrăştierii aparent întîmplătoare a valorilor. De altfel datele sînt, principial, prea puţin numeroase pentru a se putea trage o concluzie în această privinţă.

Dat fiind că multe din datele vechi sînt afectate de un important coeficient de nesiguranţă şi că ele au fost obţinute în amplasamente diferite de acelea ale staţiunilor de variaţie seculară, aşa încît influenţa unor eventuale mici anomalii locale nu este exclusă, rămîne ca repetarea periodică a determinărilor făcute să permită obţinerea informaţiilor mai precise şi mai de amănunt pe care compararea datelor disponibile în prezent le refuză. Aceste informaţii, care nu vor mai fi supuse nici obiecţiei că ar fi obţinute în amplasamente diferite, se vor referi la intervale de timp suficient de scurte pentru ca, sprijinite de înregistrările Observatorului geofizic,

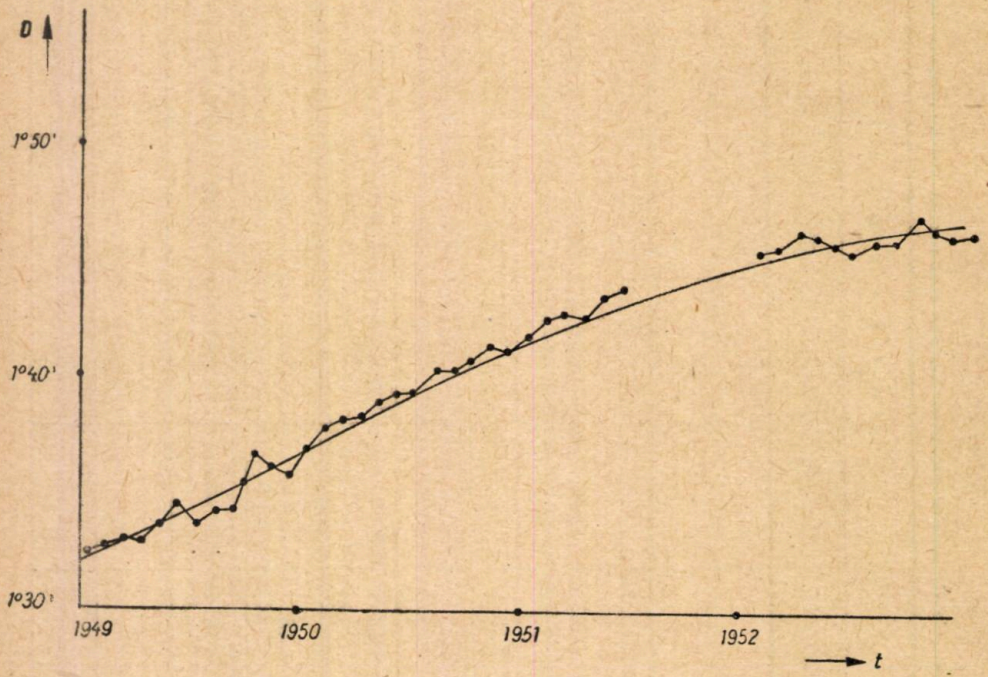


Fig. 1

să poată pune în evidenţă eventuala neliniaritate a variaţiei cu timpul a variaţiei seculare iar deosebirile care ar fi prezentate de mersul acestei variaţii în diferite staţiuni ar putea arăta şi gradul de neuniformitate al distribuţiei geografice a fenomenului.

Pentru prezent e posibil, totuşi, să dăm un rezultat precis şi sigur în legătură cu variaţia seculară a declinaţiei, pe baza înregistrărilor de la Observatorul geofizic, rezultat înfăţişat din figura 1 care reprezintă valorile medii lunare ale declinaţiei în intervalul 1949,0 — 1953,0. Cu ajutorul graficului, o valoare a declinaţiei determinată în orice moment din intervalul considerat, valoare căreia i s-au aplicat în prealabil reducerile de variaţie diurnă şi, eventual, accidentale, poate fi redusă corect, într-un mod uşor de înţeles, la o dată cuprinsă în intervalul respectiv.

În concluzie, problema variaţiei seculare a elementelor geomagnetice pentru teritoriul ţării noastre se prezintă în felul următor:

1. Pentru trecut, datorită faptului că determinările magnetice s-au efectuat fără a se ţine seama de variaţiile în timp ale cîmpului geomagnetic, nu se pot obţine

decît *valori medii*. În cele mai multe cazuri, aceste valori medii *sînt utilizabile* pentru aducerea la zi sau reducerea la o epocă anumită a rezultatelor diverselor determinări, în vederea alcătuirii hărților magnetice ale țării sau pentru calcularea cîmpului normal, cu condiția de a se alege valoarea corespunzătoare intervalului de reducere. Informații ample în această privință, utilizabile în limitele rezervelor făcute mai sus, sînt conținute în tabloul nr. 3 pentru reducerea la epoca 1950,0 sau pot fi deduse din acest tablou, ori se găsesc în lucrările [6] și [7] pentru reduceri la alte epoci intermediare.

2. Pentru prezent, problema poate fi considerată ca rezolvată, potrivit exigențelor actuale, numai pe baza rezultatelor obținute prin determinări efectuate în stațiuni din diferitele regiuni ale țării în paralel cu înregistrările Observatorului geofizic. Asemenea determinări sînt în curs. Pentru declinație, indicațiile Observatorului, reprezentate de graficul dat, pot fi utilizate, pînă la punerea în evidență a distribuției geografice a variației seculare, și pentru o stațiune oarecare din țară.

К ВОПРОСУ ИЗУЧЕНИЯ НОРМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

I. О ВЕКОВОМ ИЗМЕНЕНИИ ЭЛЕМЕНТОВ ЗЕМНОГО МАГНЕТИЗМА В РНР

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

Расширение за последнее время области исследования земного магнетизма в РНР вызвало необходимость, в особенности ввиду проведения в более широких масштабах исследований областного магнетизма и магнитных разведок, разрешить вопрос о нормальном магнитном поле земли на территории РНР и одновременно обеспечить создание необходимых условий для выполнения этого задания.

Поставив себе целью рассмотреть этот вопрос в том виде, в каком он представляется, авторы настоящей работы, уточняя понятие нормального магнитного поля земли, в которое входит не только регулярное поле, но и поле континентальной земной коры, включающее в себя и поле векового изменения, подробно рассматривают вековое изменение элементов земного магнетизма в РНР.

Так как вековое изменение какого-либо элемента земного магнетизма определяется как разность средних его значений, сосредоточенных вокруг двух отдельных моментов годичным промежутком времени, автор указывает на неудовлетворительное до настоящего времени разрешение этого вопроса в РНР и на меры, принимаемые для внесения при создавшемся положении необходимых его уточнений.

Ввиду неравномерного распределения векового изменения во времени и пространстве, безусловно необходимо производить повторные магнитные определения на нескольких станциях, расположенных во всех областях, в которых изучается это явление, так как только периодическое повторение производимых определений, внимательное наблюдение за случайными отклонениями от линейного хода, представляемые со временем вековым изменением, и наличие большого числа репетирующих станций, могут обеспечить учет особенностей географического его распределения. Таким образом, принятая рабочая схема сводится к применению этого метода в пределах системы, состоящей

из десяти репетирующих станций, на которых производятся абсолютные магнитные определения в двухлетние промежутки времени, и данные которых подлежат обработке по получении их от вышеуказанных станций, распределенных группами по пяти станций на каждый год.

Из уже произведенных определений получены указанные в таблице I значения трех измеренных элементов земного магнетизма (склонения, наклонения и горизонтальной составляющей), приведенных к периоду 1950, 0. Результаты, полученные разными исследователями при определениях, производимых в разные периоды в соответсвующих областях, приведены в таблице II. Сравнения значений, указанных в таблицах I и II, сделанных с некоторыми оговорками, на которые, обращается внимание, приводят к данным, указанным в таблице III, представляющим вековое изменение по областям и в соответствующие промежутки времени.

Работа заканчивается следующими выводами.

1. Благодаря тому, что магнитные определения производились без учета изменений во времени земного магнитного поля предсгавляется возможным вывести для прошлого времени лишь среднюю его значения. В большинстве случаев эти средние значения могут быть использованы для приурочивания к известному дню или приведению к данному периоду результатов различных определений.

2. Для настоящего времени вопрос может считаться разрешенным, согласно современным требованиям, уже на основании определений, произведенных и ныне производимых станциями, расположенными в разных областях страны, и параллельно с ними Геофизической обсерваторией.

CONTRIBUTIONS À L'ÉTUDE DU CHAMP GÉOMAGNÉTIQUE NORMAL

I. RELATIVEMENT À LA VARIATION SÉCULAIRE DES ÉLÉMENTS GÉOMAGNÉTIQUES DANS LA RÉPUBLIQUE POPULAIRE ROUMAINE

(RÉSUMÉ)

L'évolution récente des travaux de magnétisme terrestre dans ce pays a imposé, spécialement à la suite de l'amplification des recherches sur le magnétisme régional ainsi que des prospections magnétiques, la résolution du problème du champ géomagnétique normal, en ce qui concerne le territoire de la République Populaire Roumaine, en assurant simultanément la réalisation des conditions nécessaires à ces fins.

Ayant pour objet précisément la présentation de ce problème, tel qu'il se pose pour ce pays, cette étude précise, dans sa première partie, la notion de champ géomagnétique normal, qui comprend non seulement le champ régulier mais aussi celui de la croûte continentale, inclusivement le champ de variation séculaire, et s'occupe en détail de la variation séculaire des éléments géomagnétiques dans la République Populaire Roumaine.

Etant donné que la variation séculaire d'un certain élément géomagnétique est définie comme la différence entre ses valeurs moyennes, centrées autour de deux moments séparés par l'intervalle d'une année, on se propose de montrer le caractère insuffisant de la solution donnée jusqu'à présent à ce problème dans ce

pays et on expose ce qui y est fait actuellement pour améliorer la situation. Étant donné la non uniformité de la distribution dans l'espace et dans le temps de la variation séculaire, il est, évidemment, nécessaire d'effectuer d'une façon répétée des déterminations magnétiques dans plusieurs stations, réparties dans toute la région où l'on étudie le phénomène, parce que, uniquement la répétition périodique des déterminations effectuées, la poursuite d'éventuels écarts par rapport à la marche linéaire que présenterait l'évolution avec le temps de la variation séculaire et la pluralité des stations de répétition assurent la possibilité de la mise en évidence des particularités de sa distribution géographique. Par conséquent, le schéma de travail adopté consiste à appliquer ce procédé, dans le cadre d'un système à dix stations de répétitions dans lesquelles s'effectuent des déterminations magnétiques absolues, à des intervalles de deux ans, ces stations devant être inspectées par groupe de cinq, chaque année.

Les déterminations déjà effectuées ont abouti aux valeurs contenues dans le tableau I, pour les trois éléments géomagnétiques mesurés (la déclinaison, l'inclination et la composante horizontale) valeurs réduites, à l'époque 1950,0. Des résultats obtenus par différents chercheurs au cours des déterminations effectuées à diverses époques dans les régions respectives sont réunies dans le tableau II. Une comparaison entre les valeurs des tableaux I et II, comparaison faite sous certaines réserves, au sujet desquelles on attire l'attention, fournissent les données du tableau III qui représentent la variation séculaire dans les régions et pour les intervalles de temps correspondants.

La note s'achève par deux conclusions:

1. Etant donné que les déterminations magnétiques ont été effectuées sans tenir compte des variations avec le temps du champ géomagnétique, on ne peut obtenir, pour le passé, que des valeurs moyennes. Dans la plupart des cas, ces valeurs moyennes peuvent être utilisées pour amener à la valeur actuelle, ou pour ramener à une certaine époque, les résultats des diverses déterminations.

2. Pour le présent, le problème peut être considéré résolu, vu les exigences actuelles, uniquement sur la base des résultats obtenus par des déterminations dans les stations des différentes régions du pays, parallèlement aux enregistrements de l'Observatoire Géophysique, déterminations qui sont en cours.

BIBLIOGRAFIE

1. S. Chapman a. J. Bartels, *Geomagnetism*. University Press, Oxford, 1951.
2. V. I. Afanasieva, I.A.N., seria geografie. și geofizică 1947, t. 11, p. 55.
3. E. N. Malinina, I.A.N., seria geograf. și geofiz., 1947, t. 11, p. 61.
4. D. Negreanu, *Eléments magnétiques en Roumanie, au 1er janvier 1895*. București, 1898.
5. J. Bartels u. A. Burger, Z. f. Geophys., 1938, t. 14, p. 68.
6. Șt. Procopiu, Ann. Sc. Univ. Iași, 1940, t. 26, p. 535.
7. G. Atanasiu, Ann. Inst. Géol. Roum., 1943, t. 22, p. 399.
8. — Studii tehnice și economice, 1950, seria D, p. 5.
9. Șt. Procopiu și E. Ionescu, Studii și cercetări științifice, Filiala Iași a Academiei R.P.R., 1952, t. 3, p. 54.
10. L. Laporte a. coll., *Final Values of Elements of the Geomagnetic Field Epoch 1945*. Carnegie Inst., Washington, 1946.
11. K. Popoff, Z. f. Geophys., 1930, t. 6, p. 221.
12. M. Socolescu, C.R. Inst. Géol. Roum., 1938, t. 26, p. 42.
13. B. Šalamon a. Fr. Běhounek, Ročenka Č—S. Státního Ústavù, Praga, 1939, t. III.
14. G. Atanasiu, Ann. Inst. Géol. Roum., 1941, t. 21, p. 465.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 1–2, 1954

CONTRIBUŢII LA STUDIUL CÎMPULUI GEOMAGNETIC NORMAL

II. DISTRIBUŢIA NORMALĂ A VALORILOR DECLINAŢIEI MAGNETICE IN R.P.R. *)

DE

LIVIU CONSTANTINESCU, N. MILEA şi P. CONSTANTINESCU

În prima parte a acestei lucrări [1], am acceptat ca definiţie a cîmpului geomagnetic normal pe aceea care îl priveşte ca rezultînd din compunerea cîmpului magnetizării uniforme cu cîmpul crustal continental avîndu-şi sediul în stratele de mare adîncime ale scoarţei terestre.

Plecînd de la această definiţie, determinarea cîmpului geomagnetic normal implică eliminarea tuturor influenţelor regionale şi locale, prin nivelarea potrivită a valorilor de observaţie. Corespunzător celor două posibilităţi de reprezentare sintetică a datelor geomagnetice, cartografică şi matematică, nivelarea care conduce la obţinerea valorilor cîmpului normal se poate efectua fie grafic, fie analitic.

Procedeul grafic se recomandă atunci cînd determinarea cîmpului normal se face pentru un teritoriu întins, caz în care, din cauza numărului mare de valori ce trebuie prelucrate, calculul ar fi greoi, cum a arătat B. P. Weinberg citat de E. N. Malinina [2]. Acest procedeu a fost adoptat pentru determinarea cîmpului geomagnetic normal în U.R.S.S. pentru epoca 1935 de M. S. Penchevici (de asemenea citat de E. N. Malinina) [2] şi prezintă avantajul de a conduce la o reprezentare intuitivă a imaginii cîmpului normal, prin hărţi cu izolinii normale.

Metoda analitică, indicată în cazul suprafeţelor relativ mai puţin întinse, a fost aplicată în cele mai multe ţări care au un teritoriu nu prea mare, de exemplu în Germania [3], şi dacă formulele la care se ajunge în acest caz nu prezintă avantajul sinopticităţii intuitive, ele permit în schimb calcularea unor table numerice cu valori între care se pot face uşor interpolări, totdeauna de preferat interpolărilor grafice.

Dat fiind că totdeauna cînd nivelarea pe cale analitică e justificată şi practicabilă, ea e de preferat, şi ţinînd seama de întinderea teritoriului ţării noastre, ca şi de numărul nu prea mare de staţiuni în care să se fi făcut determinări magnetice recente şi cu un acelaşi aparataj (sau cu un aparataj unitar), am adoptat şi noi procedeul analitic pentru determinarea distribuţiei cîmpului geomagnetic normal în ţara noastră.

Urmărind reprezentarea cîmpului normal cu ajutorul unor formule care să dea distribuţia valorilor diferitelor elemente geomagnetice, la un anumit moment, într-un anumit punct, ca funcţiuni de coordonatele geografice λ şi φ, metoda anali-

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 20 noiembrie 1953.

tică pleacă de la concepţia că un element geomagnetic oarecare E fiind o funcţie continuă de poziţia staţiunii de observaţie în regiunea pentru care e valabilă reprezentarea, are o distribuţie geografică reprezentabilă printr-o desfăşurare în serie Taylor

$$E=E_0+\left(\frac{\partial E}{\partial \lambda}\right)_0 \Delta\lambda+\left(\frac{\partial E}{\partial \varphi}\right)_0 \Delta\varphi+\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \lambda\, \partial \varphi}\right)_0 \Delta\lambda\,\Delta\varphi+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \lambda^2}\right)_0 \Delta\lambda^2+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2}\right)_0 \Delta\varphi^2+\ldots,$$

E_0 fiind valoarea elementului respectiv într-o staţiune de referinţă, situată cît mai central în regiunea considerată, iar $\Delta\lambda$ şi $\Delta\varphi$ fiind diferenţele de longitudine, respectiv latitudine, dintre staţiunea oarecare şi staţiunea de referinţă.

Practic, cum forma funcţiei E este necunoscută, relaţia precedentă se scrie

$$E = E_0 + M\Delta\lambda + N\Delta\varphi + P\Delta\lambda\Delta\varphi + Q\Delta\lambda^2 + R\Delta\varphi^2,$$

coeficienţii M, N etc. urmînd a fi determinaţi cu ajutorul valorilor E măsurate în mai multe staţiuni, aşa ca valorile calculate să fie în cît mai bună concordanţă cu cele observate (în regiuni fără anomalii magnetice), ceea ce se face prin utilizarea metodei pătratelor minime. Desfăşurarea se opreşte de obicei la termenii de ordinul II; uneori ea a fost limitată chiar la cei de ordinul I, cazul formulelor date de exemplu de D. Negreanu în prima lucrare de acest fel pentru Romînia [4].

Datele de observaţie, care stau la baza lucrării noastre, limitată pentru moment numai la distribuţia normală a valorilor declinaţiei, sînt prezentate în tabloul nr. 1. Ele au fost obţinute în determinări efectuate în anii 1949—1952 şi au fost reduse toate la epoca 1950,0 cu ajutorul indicaţiilor obţinute asupra variaţiei seculare a declinaţiei chiar în acest interval de timp [1] din determinările şi înregistrările neîntrerupte de la Observatorul geofizic Surlari.

Tabloul nr. 1

Valorile declinaţiei reduse la epoca 1950,0

n	Staţiunea	λ	φ	D
0	Observatorul geofizic	26°15′,2	44°40′,8	1°36′,5
1	Făgăraş-Beclean .	24°55′,0	45°49′,0	1°20′,1
2	Cluj-Sînicoară . .	23°42′,5	46°48′,1	1°14′,8
3	Oradea-Hidişel . .	22°04′,2	46°56′,1	0°36′,5
4	Timişoara-Sînandrei	21°11′,6	45°48′,0	0°16′,0
5	Craiova-Şimnic .	23°49′,5	44°22′,3	1°02′,6
6	Constanţa-Costineşti	28°38′,3	43°57′,5	2°13′,0
7	Tecuci-Nicoreşti .	27°18′,3	45°56′,5	2°21′,5
8	Iaşi-Galata . . .	27°32′,7	47°09′,4	2°08′,0
9	Cîmpulung-Vama	25°40′,1	47°33′,5	1°55′,0
10	Sighet-Năneşti . .	24°00′,7	47°50′,9	1°31′,0
11	Parîng	23°20′,5	45°06′,2	0°56′,2
12	Ghelar	22°47′,8	45°42′,7	0°49′,7
13	Brezon	21°35′,4	45°14′,9	0°26′,4
14	Băiculeşti	24°41′,6	45°04′,2	1°11′,2
15	Filioara	26°16′,4	47°09′,0	2°00′,5
16	Bereşti	26°51′,3	46°43′,2	2°19′,6
17	Cazasu	27°55′,3	45°16′,7	2°23′,3
18	Babadag	28°44′,3	44°52′,9	2°39′,7
19	Stupina	28°11′,0	44°34′,3	2°12′,0
20	Amara	27°18′,3	44°34′,4	2°06,′1

Scriind relația precedentă cu valorile $E = D_n$, $E_0 = D_0$, $\Delta\lambda = \lambda_n - \lambda_0$ și $\Delta\varphi = \varphi_n - \varphi_0$, care se găsesc în tabloul nr. 1, sau rezultă imediat din acesta, se obțin 20 de ecuații cu cinci necunoscute, coeficienții M, N, P, Q și R. Rezolvarea acestor ecuații după metoda pătratelor minime conduce la valorile

$$M = +0{,}31848$$
$$N = +0{,}20203$$
$$P = +0{,}00010$$
$$Q = +0{,}00014$$
$$R = -0{,}00026,$$

așa încît, introducînd și termenul cu influența variației seculare, avem ca formulă care dă valoarea normală a declinației magnetice, la un moment t și într-un loc cu diferențele de longitudine și latitudine $\Delta\lambda$ și $\Delta\varphi$ în raport cu Observatorul geofizic Surlari, expresia:

$$D' = 96{,}5 + 0{,}31848\ \Delta\lambda + 0{,}20203\ \Delta\varphi + 0{,}00010\ \Delta\lambda\Delta\varphi + 0{,}00014\ \Delta\lambda^2 - \\ - 0{,}00026\ \Delta\varphi^2 + V_s\,(t - 1950),$$

în care mărimile $\Delta\lambda$ și $\Delta\varphi$ trebuie exprimate în minute și t în ani iar pentru V_S trebuie luate valorile corespunzătoare regiunii și intervalului de timp pentru care se face calculul, potrivit observațiilor noastre anterioare [1].

În tabloul nr. 2 se dau o serie de valori ale declinației determinate la diverse epoci și în diferite stațiuni de pe teritoriul sau din apropierea țării noastre, în paralel cu valorile calculate pentru aceleași epoci și locuri cu ajutorul formulei de mai sus. Se constată, chiar pentru epoci destul de îndepărtate de momentul ales ca origine a timpului (1 ianuarie 1950) și pentru locuri situate destul de departe de

Tabloul nr. 2

Compararea valorilor declinației observate la diverse epoci, în diverse stațiuni de pe teritoriul R.P.R. și învecinate, cu declinația normală calculată cu ajutorul formulei date

Nr. crt.	Stațiunea	Coordonate		Epoca	Declinația		Referințe
		λ	φ		Observată	Calculată	
1	Sighet	23°54	47°55′	1939,5	+0°23′	0°18′	Șt. Procopiu [5]
2	Sighet-Năneşti	24°00′7	47°50′9	1950·5	+1°33′	1°26′	Determinări proprii
3	Cluj-Observator	23°35′5	46°45′2	1937,5	−0°03′	−0°04′	G. Atanasiu [6]
4	Cluj-Sînicoară	23°42′5	46°48′1	1949,5	+1°08′	+1°12′	Determinări proprii
5	Iași-Galata . .	27°32′7	47°09′4	1950,5	+2°10′5	+2°35′4	Determinări proprii
6	Iași-Copou . .	27°32′	47°11′	1951,5	+2°18′	+2°34′4	Șt. Procopiu și E. Ionescu [7]
7	Făgăraș . . .	24°59′	45°50′	1890.0	−5°31′	−5°36′	Liznar [5]
8	Făgăraș-Beclean	24°55′	45°49′	1951,5	+1°31′	+1°33′	Determinări proprii
9	Bacău	26°52′7	46°33′7	1943,5	+1°50′	+1°39′	G. Atanasiu [8]
10	Babadag . . .	28°43′	44°53′	1938,5	+1°48′5	+1°15′5	Șt. Procopiu [5]
11	Babadag . . .	28°44′3	44°52′9	1952,5	+2°50′7	+2°35′5	Determinări proprii
12	Mangalia . . .	28°35′	43°48′3	1919.0	−1°07′	−1°16′2	K. Popoff [9]
13	Mangalia . . .	28°33′	43°50′	1938,5	+1°25′8	1°15′8	Șt. Procopiu [5]
14	Velky Bočkov	24°	48°	1938,5	+0°24′	+0°14′	B. Salamon a R. Běhounek [10]
15	Nicopol . . .	24°54′	43°42′4	1919,0	−2°14′	−2°26′0	K. Popoff [9]

staţiunea de referinţă (Observatorul geofizic Surlari), concordanţe bune între valorile observate şi cele calculate, ceea ce subliniază simultan aplicabilitatea formulei şi absenţa anomaliilor în declinaţie în regiunile respective (Cluj, Făgăraş), după cum, pentru epoci recente şi locuri nu prea depărtate apar diferenţe destul de mari, care nu pot fi datorite decît anomaliilor declinaţiei (Bacău, Babadag). (Trebuie subliniat în acest din urmă caz, că amplasamentele nu sînt aceleaşi, aşa încît nu e surprinzător că anomaliile puse în evidenţă sînt diferite). O bună potrivire se constată şi între valorile declinaţiei calculate cu ajutorul formulei de mai sus şi acelea date de L i z n a r ca valori normale pentru epoca 1890,0 [11].

Constituind numai un început şi urmînd a fi completate prin date analoge asupra distribuţiei normale a valorilor celorlalte elemente geomagnetice, rezultatele noastre permit chiar de acum:

1. Calcularea declinaţiei magnetice pentru orice punct al teritoriului R.P.R. şi pentru orice epocă, rezultatele fiind cu atît mai potrivite cu datele reale, în absenţa oricărei anomalii locale, cu cît punctul şi momentul pentru care se efectuează calculul sînt mai apropiate de staţiunea şi momentul alese ca repere; valorile obţinute prin calcul sînt în orice caz de o precizie mai mult decît satisfăcătoare pentru nevoile practice curente ale geologiei, topografiei etc.

2. Determinarea, prin compararea valorilor observate cu cele calculate, a anomaliilor declinaţiei şi astfel trasarea isanomalelor D, mai interesante, pentru anumite scopuri, decît izogonele.

În încheiere, trebuie să scoatem în evidenţă că, în comparaţie cu singura formulă pe care o cunoaştem pentru teritoriul ţării noastre, vechea formulă liniară a lui D. N e g r e a n u, formula pe care o dăm noi accentuează variaţia declinaţiei cu latitudinea, pe lîngă variaţia cu longitudinea, care rămîne destul de mare.

К ВОПРОСУ ИЗУЧЕНИЯ НОРМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

II. НОРМАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИН МАГНИТНОГО СКЛОНЕНИЯ В РНР

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

Настоящая работа посвящена распределению нормальных значений магнитного склонения на основании данных, приведенных в таблице I и относящихся к вышеуказанным десяти репетирующим станциям и к другим десяти промежуточным станциям. Формула нормального склонения, коэффициенты которой определены по способу наименьших квадратов, представляются в виде

$$D^{(\prime)} = 96{,}5 + 0{,}31848\,\Delta\lambda + 0{,}20203\,\Delta\varphi + 0{,}00010\,\Delta\lambda\,\Delta\varphi + \\ + 0{,}00014\,\Delta\lambda^2 - 0{,}00026\,\Delta\varphi^2 + V_s\,(t - 1950),$$

где разница долготы и широты ($\Delta\lambda$ и $\Delta\varphi$) между какой-либо станцией и опорной станцией должна быть выражена в минутах, а период t, для которого производится вычисление, должен быть дан в годах, значение же склонения получается таким образом в минутах.

В таблице II приведено сравнение величин склонения, полученных из наблюдения различных станций в разные периоды времени, с величинами склонения, вычисленными по вышеуказанной формуле.

В заключение авторы указывают на то, что по сравнению с единственной формулой, известной для территории РНР, а именно линейной формулой, выведенной в 1895 г. профессором Д. Негряну, предлагаемая формула подчеркивает изменения магнитного склонения с широтой, наряду с изменением с долготой, остающимися все же значительным.

CONTRIBUTIONS À L'ÉTUDE DU CHAMP GÉOMAGNÉTIQUE NORMAL

II. DISTRIBUTION NORMALE DES VALEURS DE LA DÉCLINAISON MAGNÉTIQUE DANS LA RÉPUBLIQUE POPULAIRE ROUMAINE

(RÉSUMÉ)

On expose, dans cette Note, la distribution des valeurs normales de la déclinaison magnétique sur la base des données contenues dans le tableau I, données se référant aux dix stations de répétition et dix autres stations intermédiaires. La formule de la déclinaison normale, formule dont les coefficients sont déterminés par la méthode des moindres carrés est:

$$D^{(\prime)} = 96{,}5 + 0{,}31848\ \Delta\lambda + 0{,}20203\ \Delta\varphi + 0{,}00010\ \Delta\lambda\,\Delta\varphi + \\ + 0{,}00014\ \Delta\lambda^2 - 0{,}00026\ \Delta\varphi^2 + V_s\,(t - 1950)$$

où les différences de longitude et de latitude ($\Delta\lambda$ et $\Delta\varphi$) entre une station quelconque et la station de référence doivent être exprimées en minutes et l'époque t, pour laquelle on opère le calcul, doit être donnée en années, la valeur de la déclinaison résultant en minutes.

Le tableau II contient une comparaison entre les valeurs de la déclinaison, enregistrée dans les différentes stations et à des époques différentes, et les valeurs rendues par le calcul d'après la formule ci-dessus.

En conclusion, on met en évidence le fait que, en comparaison avec la seule formule que l'on connaisse pour le territoire de ce pays, une formule linéaire, donnée en 1895 par le Prof. D. Negreanu, la formule proposée accentue la variation de la déclinaison magnétique avec la latitude, parallèlement à la variation avec la longitude qui demeure assez grande.

BIBLIOGRAFIE

1. Liviu Constantinescu, Acest volum, p. 73.
2. E. N. Malinina, I.A.N., seria geografie și geofizică, 1947, t. 11, p. 61.
3. R. Bock, F. Burmeister u. F. Errulat, *Magnetische Reichsvermessung, 1935,0* Akademie-Verlag, Berlin, 1948.
4. D. Negreanu, *Eléments magnétiques en Roumanie au 1er Janvier 1895*. București, 1898.
5. Șt. Procopiu, Ann. Sc. Univ. Iași, 1940, t. 26, p. 535.
6. G. Atanasiu, An. Inst. Geol. Rom., 1943, t. 22, p. 399.
7. Șt. Procopiu și E. Ionescu, Studii și cercetări științifice, Filiala Iași a Academiei R.P.R., 1952, t. 3, p. 54.
8. G. Atanasiu, Bul. științ. Acad. R.P.R., Seria: matematică, fizică, chimie, t. II, nr. 5, mai, 1950, p. 467.
9. K. Popoff, Z. f. geophys., 1930, t. 6, p. 221.
10. B. Šalamon a. Fr. Běhounek, Ročenka Č. S. Stàtního Ústavù, Praga, 1939, t. III.
11. A. Tárczy-Hornoch, Acta Techn. Acad. Sc. Hung., 1952, t. 3, fasc. 1—2, p. 23.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 1—2, 1954

CORECŢII IZOSTATICE ÎN R.P.R.*)

DE

M. SOCOLESCU, D. BIŞIR, D. POPOVICI şi M. VISARION

Colectivul însărcinat cu problema: *Studiul cîmpului gravific în R.P.R.* a calculat în anul 1952 corecţiile izostatice în Carpaţii orientali şi meridionali, extinzîndu-le la întreaga ţară.

Aceste corecţii şi reduceri se aplică valorilor acceleraţiei greutăţii măsurate obţinîndu-se anomaliile atracţiei universale, cu ajutorul cărora se deduce distribuţia maselor în scoarţa terestră.

Lucrări de acest fel au fost făcute în Ucraina de vest şi în R.P.U., unde au reuşit să definească cauzele anomaliilor şi să pună la dispoziţia studiului geologic un material bogat cu privire la constituţia subsolului.

În ţara noastră, aceste corecţii au devenit necesare pentru utilizarea datelor din reţeaua de măsurători cu pendulul calculată de colectivul nostru şi pentru datele prospecţiunilor gravimetrice executate de Sovrompetrol şi Comitetul geologic.

S-a preferat construirea de hărţi de corecţii deşi s-ar fi putut calcula corecţiile numai pentru staţiile de pendul, deoarece în acest fel rămîne o bază bine pusă la punct după un sistem unitar pentru reducerile şi corecţiile la lucrările locale sau ulterioare.

Reducerile izostatice la nivelul mării sînt foarte importante şi pentru geodezia superioară, căci permit determinarea geoidului izostatic echilibrat, forma cea mai apropiată de geoidul actual.

Sistemul de calcul şi de determinare a reducerilor a fost pus la punct ţinîndu-se seamă de ultimele perfecţionări şi de rezultatele cele mai avansate şi a necesitat un studiu detaliat al metodelor aplicate în alte părţi.

Corecţiile cuprind, pentru fiecare punct, componenta verticală a cîmpului gravific produs de masa rocilor ce formează relieful şi masa de echilibrare izostatică a reliefului, ambele pentru tot globul.

Punctele de calcul au fost alese pentru fiecare sfert de grad de latitudine şi longitudine cu baza la Greenwich, de pe întreaga suprafaţă a ţării. În total, s-au făcut calcule pentru 537 de puncte. Pentru fiecare punct suprafaţa globului a fost împărţită în zone, după sistemul Hayford, şi fiecare zonă în opt sectoare. Zonele de la *A* la *G* au fost contopite într-un singur cerc cu raza de 3 520 m. În acest fel s-au utilizat 28 de zone. Altitudinile medii ale sectoarelor pentru zonele de la *G* la 16 au fost citite pe harta 1: 500 000 şi 1: 100 000, iar pentru zonele de la 15 la

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 28 septembrie 1953.

10 pe harta 1 : 10 000 000. Calculul cîmpului a fost executat cu ajutorul tabelelor Cassinis, iar calculul echilibrului izostatic după tabelele W. Heiskanen, publicate de Institutul de izostazie de la Helsinki, tabelele W. Lambert și Darling publicate de Coast and Geodetic Survey și după tabele proprii.

Calculul cîmpului pentru zonele 9—1 a fost făcut utilizînd datele publicate de Institutul de izostazie.

În total, s-au calculat corecțiile topografice și corecțiile echilibrării izostatice, după sistemul Airy-Heiskanen, pentru grosimea scoarței terestre de 30, 40 și 60 km, și corecțiile după sistemul Pratt-Hayford, cu suprafața de echilibrare la adîncimea de 113,7 km. Corecțiile pentru fiecare zonă de la *A*—*G* la 11 au fost trecute pe hărți la scara 1 : 1 500 000 și unite prin izolinii. Aceasta a permis verificarea calculului. Corecțiile izostatice definitive au fost trasate pe hărți speciale la scara 1 : 1 500 000 cu izolinii din 2 în 2 miligali. Ele cuprind corecția topografică pentru zonele de la 18 la 1 și corecțiile izostatice după diferite sisteme. Pentru corecții de mare precizie, se recomandă însumarea la valorile citite a corecției topografice din jurul stației pînă la raza de 3 520 m și corecțiile citite pe hărțile de corecții topografice de la zona *H* la 0_2, calculate cu reducerea de nivel după diagrama noastră și multiplicate cu densitatea maselor topografice.

În punctele din regiunile cu topografie liniștită, corecțiile topografice pînă la 3 520 m sînt complet neglijabile (sub 0,1 miligali).

În total s-au construit patru hărți definitive de corecții, dintre care trei după sistemul Airy-Heiskanen pentru grosimea sialului de 30, 40 și 60 km și una după sistemul Pratt-Hayford cu suprafața de echilibru la adîncimea de 113,7 km (fig. 1—4).

În mai 1953, am primit de la Institutul de izostazie din Helsinki, hărțile de corecții izostatice pentru Europa la scara 1 : 10 000 000. Acele hărți au utilizat criterii de calcul și reprezentare identice cu ale noastre și valorile trecute în hărți coincid foarte bine cu cele din hărțile noastre.

Desimea punctelor de calcul de pe acele hărți este de aproape 20 de ori mai mică și scara este de circa 3 ori mai mică din care cauză corecțiile făcute după ele sînt mult mai generale.

Corecția izostatică în hărțile noastre este de peste 10 ori mai mare decît celelalte corecții și reprezintă în oarecare măsură inversul anomaliei teoretice datorită reliefului.

Corecția este tot timpul pozitivă și variază de la valoarea 0 în zona litoralului pînă la valoarea 86,6 miligali în regiunea munților Călimani. Accelerația anomală are astfel valori pînă la 1 : 10 000 din accelerația greutății.

Corecțiile cele mai mari formează trei zone distincte și anume:

1) zona Carpaților orientali și Hărghita-Călimani la nord de paralela Vrancei,
2) zona Carpaților meridionali înglobînd și munții Buzăului și
3) zona Munților Apuseni.

Către exteriorul arcului carpatic și cîmpiei panonice, corecțiile scad brusc, prezentînd gradienți pînă la 1 miligal/km.

Zona gradienților mari corespunde regiunii subcarpatice și are o lățime de 40—60 km. Către exterior, gradienții descresc la valori de 0,1—0,2 mgali/km, iar corecțiile mai mici de 20 mgali formează un întîind triunghiular cu laturile aproximativ Huși-Turnu-Măgurele-Giurgiu.

Aplicînd aceste corecții la valorile gravimetrice Bouguer din diferite stații, se obțin anomaliile izostatice. Avantajul mare al anomaliilor izostatice constă în faptul că se raportează la un glob echilibrat, care nu mai ține seama de masele

topografice de deasupra suprafeței geoidului și, deci, poate să fie exprimat prin funcții sferice, iar anomaliile sub această formă se datoresc exclusiv distribuției maselor în scoarța terestră.

După cum arată A r h a n g h e l s k i, aceste anomalii nu sînt necesare prospecției geofizice locale în legătură cu geologia. Ele tratează numai problemele generale ale evoluției scoarței și sînt de o importanță deosebită pentru determinarea anomaliilor regionale, care umbresc în multe regiuni anomaliile locale iar prin interpretarea lor ne dau date prețioase asupra zonelor mai adînci ale subsolului.

Corecțiile izostatice pentru R.P.R. au fost aplicate, în primul rînd, asupra anomaliilor din stațiile de pendul calculate de noi. Din examinarea hărții la scara 1 : 1 000 000 a anomaliilor regionale izostatice Airy cu grosimea sialului de 30 km rezultă următoarele concluzii (fig. 5):

1. Anomalia este complexă, indicînd o dirijare generală ce urmărește curbura Carpaților; din aceasta rezultă că lanțul Carpaților este intim legat de structura scoarței și nu poate fi considerat din mase superficiale.

2. Față de axul lanțului carpatic, anomalia este foarte asimetrică, prezentînd o creștere pînă la 70 mgali pe linia Sibiu-Făgăraș-Homorod-Deda și o descreștere pînă la — 50 mgali pe linia Ploești-Buzău-Focșani. Aceasta corespunde unui exces de mase în scoarță în zona interioară arcului, datorită ridicării maselor subsialice și eruptivelor foarte bazice și unui deficit mare de mase în forland (unitatea din față) datorit îngroșării sialului și îngrămădirii de sedimente noi în avantfosă.

3. Deficitul de mase din exteriorul arcului carpatic, cu maximul în regiunea Ploești-Buzău-Focșani, se ramifică spre NE într-o ramură paralelă lanțului carpatic, dirijată NNV și o ramură VE cu axul între Tecuci și Bîrlad, ce se leagă probabil cu anomalia negativă din partea de nord a Crimeei. Analizînd îngroșarea scoarței corespunzătoare deficitelor de masă, vom admite îngroșarea din exteriorul arcului carpatic ca un fenomen normal recunoscut și în Carpații nordici. Ramificația spre est este mai greu de conceput ca aparținînd aceleiași faze de deformație, căci fenomenul ar produce o îngroșare pe două direcții perpendiculare. Ipoteza mai indicată pare să fie o îngroșare în direcția VE ca reprezentînd o fază mai nouă, care a afectat numai porțiunea de SV a zonei din exteriorul arcului carpatic.

4. Îngroșarea sialului din exteriorul arcului carpatic prezintă o subțiere importantă între Tg. Ocna și Bacău, corespunzînd zonei de subțiere a sialului Huși-Bacău, extinsă în direcția subțierii din zona Făgăraș-Sibiu. Această subțiere ar corespunde ridicării maselor subsialice care flanchează spre nord îngroșarea din zona subcarpatică în prelungire cu ramificația spre est.

5. Asimilînd zonele de îngroșare ale scoarței cu zone de slabă rezistență permițînd o îngrămădire a sialului, deducem constituția solidă a blocului dobrogean, care extinzîndu-se pînă în regiunea Tecuci, obligă anomalia negativă, reprezentînd îngroșarea sialului, să îl ocolească.

6. Constatările de mai sus arată existența unui nod de anomalii gravimetrice în regiunea Vrancea, corespunzînd unei anomalii importante în distribuția maselor.

7. În Transilvania, scoarța terestră prezintă o anomalie pozitivă în regiunea Bihorului pînă la Cluj, constituind un sîmbure rezistent în jurul căruia se înconvoaie anomaliile negative ce îl despart de zona pozitivă Sibiu-Făgăraș-Homorod-Deda. Anomalia negativă are o zonă minimală corespunzînd unei îngroșări a sialului pe o zonă trecînd din regiunea Turda-Tîrnăveni către NV în legătură cu anomaliile din Nagy Alféd în R.P.U.

În acest fel, cu ajutorul corecțiilor izostatice construite de colectivul nostru, cercetările în domeniul gravimetriei au posibilitatea să studieze scoarța terestră

în R.P.R., contribuind la exploatarea rațională a bogățiilor cuprinse în subsol şi furnizînd date ştiințifice prețioase pentru diferite alte cercetări. Hărțile anomaliilor izostatice construite cu aceste corecții servesc la calcularea formei geoidului prevăzută în planul colectivului nostru.

Acest lucru a devenit posibil şi în țara noastră în urma sprijinului deosebit de care se bucură cercetările ştiințifice în prezent şi cu ajutorul prețiosului material sovietic ce ne stă la dispoziție.

ИЗОСТАТИЧЕСКИЕ КОРРЕКЦИИ В РНР

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

Для изучения геоида РНР на основании гравиметрических измерения явилась необходимость систематизировать изостатические и топографические приведения.

Авторы настоящего сообщения составили карты изостатических приведений по образцу, предложенному гельсинским Изостатическим институтом, проверенные на основании результатов исследований, проведенных на западе УССР. Были произведены вычисления и составлены карты в масштабе 1 : 1 500 000 для РНР с обозначением изолиний приведений через каждые 2 миллигала для систем Прат-Гейфорда в глубину 113,7 км и Аири-Гейсканена для толщины сиаловой коры в 30, 40 и 60 км.

При первом их применении были сделаны приведения Аири-Гейсканена при толщине сиала в 30 клм к карте маятниковых станций и выведены интересные заключения относительно строения коры в Карпатах и в сейсмической области Вранча.

CORRECTIONS ISOSTATIQUES DANS LA RÉPUBLIQUE POPULAIRE ROUMAINE

(RÉSUMÉ)

La systématisation des réductions isostatiques et topographiques a été trouvée nécessaire pour l'étude du géoïde de la République Populaire Roumaine, étude fondée sur les mesures gravimétriques.

Les auteurs de ce travail ont établi des cartes de réductions isostatiques, similaires à celles qui ont été proposées par l'Institut d'Isostasie d'Helsinki, et les ont contrôlées d'après le résultat des études faites dans l'ouest de l'Ukraine. Ils ont calculé et établi des cartes à l'échelle de 1 : 1.500.000 pour la République Populaire Roumaine, avec des lignes isostatiques de réduction allant de 2 en 2 milligals pour les systèmes Pratt-Hayford, à la profondeur de 113,7 km, et Airy-Heiskanen, pour des épaisseurs de sial de 30, 40 et 60 km.

On a exécuté, comme première application, les réductions Airy-Heiskanen, pour une épaisseur du sial de 30 km, à la carte des stations de pendule et l'on a obtenu d'intéressants résultats en ce qui concerne la structure de l'écorce terrestre dans les Carpathes et dans la région des séismes de Vrancea.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 1—2, 1954

GENERALIZAREA UNOR RELAŢII DE RECIPROCITATE ŞI DE CONSERVARE ÎN ELECTRICITATE*)

DE

EDMOND NICOLAU

1. Într-o Comunicare anterioară — utilizînd o metodă propusă de acad. Gr. C. M o i s i l — stabilisem o serie de relaţii de reciprocitate, valabile, unele, în cazul cîmpurilor electromagnetice, iar altele, în cazul liniilor de transmisiuni. Mai exact, stabilisem o serie de relaţii de reciprocitate valabile la cîmpurile electromagnetice în dielectricii perfecţi, izotropi şi omogeni şi o altă serie de relaţii valabile la liniile de transmisiuni uniforme şi fără pierderi; primele leagă între ele mărimile de cîmp, cele din urmă tensiunile şi curenţii. Aceste relaţii de reciprocitate sînt interesante, deoarece, făcînd ca cele două soluţii să coincidă, se obţin cunoscutele relaţii de conservare a energiei electromagnetice, odată pentru cîmpurile electromagnetice, şi odată pentru liniile de transmisiuni. Caracteristic pentru relaţiile de reciprocitate stabilite, era şi faptul că ele ne permiteau să arătăm că în cazurile studiate — medii şi linii nedisipative, omogene — nu există interacţiune între cîmpurile sau tensiunile în prezenţă, astfel încît pentru fiecare cîmp în parte se poate scrie conservarea energiei şi a impulsului cînd este singur, şi de asemenea, atunci cînd sînt mai multe cîmpuri, se poate aplica principiul suprapunerii efectelor, atît în ceea ce priveşte conservarea energiei, cît şi a impulsului.

În Comunicarea de faţă vom generaliza rezultatele obţinute anterior, considerînd cazul mai general, al mediilor disipative. Deoarece în acest caz fenomenele care intervin sînt descrise prin sisteme de ecuaţii cu derivate parţiale cu membru drept, mai întîi vom stabili aparatul matematic necesar. Se va stabili astfel că rezultatele obţinute iniţial se pot generaliza imediat, pentru mediile disipative. Vom stabili astfel relaţii corespunzătoare, care leagă între ele două perechi de soluţii ale ecuaţiilor în cauză, relaţii care ne permit să arătăm că în mediile omogene, izotrope, disipative, permanente, se poate aplica de asemenea teorema suprapunerii efectelor, atît pentru legea de conservare a energiei, cît şi pentru legea de conservare a impulsului; la fel pentru linia omogenă, uniformă, permanentă, disipativă. În ambele cazuri se presupune că nu există fenomene ereditare, sau de hysteresis.

Ne putem întreba dacă aceste rezultate nu se pot generaliza mai mult, în sensul ca să se renunţe la unele din condiţiile impuse mediilor respective. Studiile expuse în Comunicarea de faţă arată că în cazul mediilor izotrope, chiar neomogene şi în stare nepermanentă, dacă **D** este proporţional cu **E** şi **B** cu **H**, factorul de

---

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 7 octombrie 1953.

proporționalitate fiind funcție numai de punct și moment, se poate aplica de asemenea principiul suprapunerii efectelor, atît la legea de conservare a energiei, cît și la legea de conservare a impulsului. Rezultate analoge se obțin pentru liniile de transmisiuni chiar neuniforme și în stare nepermanentă, dacă C și L sînt funcții numai de punct și moment.

Din modul în care se duc calculele, rezultă clar că dacă ε și μ, respectiv C și L, depind într-un fel oarecare de mărimile electrice, atunci principiul suprapunerii efectelor nu se mai poate aplica legilor de conservare.

2. Fie un sistem de ecuații cu derivate parțiale

$$\sum P_{ij}\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)\varphi_j = f_i \tag{1}$$

unde φ_j sînt funcțiile necunoscute, P_{ij} un polinom în operatorii diferențiali ∂x^i, polinom avînd coeficienții constanți, iar f_i funcții de necunoscutele φ_j.

Sistemului (1) i se atașează sistemul adjunct

$$\sum P_{ij}\left(-\frac{\partial}{\partial x}\right)\psi_i = g_j \tag{2}$$

unde operatorii $P_{ij}\left(-\frac{\partial}{\partial x}\right)$ se obțin din $P_{ij}\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)$ schimbînd semnele operatorilor $\partial/\partial x^i$.

Deoarece se știe că

$$\sum_{i,j}\psi_i P_{ij}\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)\varphi_j - \sum_{i,j}\varphi_j P_{ij}\left(-\frac{\partial}{\partial x}\right)\psi_i = \sum_k \frac{\partial U_k}{\partial x^k} \tag{3}$$

unde U_k sînt expresii pătratice în φ și ψ, rezultă atunci

$$\sum_k \frac{\partial U_k}{\partial x^k} = \sum_i \psi_i f_i - \sum_j \varphi_j g_j \tag{4}$$

și de asemenea

$$\sum_k \int\cdots\int_{V_{n-1}} \sum_k (-1)^k U_k\, dx^1 dx^2 \ldots dx^{k-1} dx^{k+1} \ldots dx^n =$$

$$= \int\cdots\int_{V_n}\left(\sum_i \psi_i f_i - \sum_j \varphi_j g_j\right) dx^1 \ldots dx^n \tag{5}$$

V_n fiind o varietate n dimensională închisă, iar V_{n-1} o subvarietate n—1 dimensională cuprinsă în V_n, anume frontiera lui V_n.

Dacă

$$f_i = 0, \qquad g_j = 0 \tag{6}$$

atunci membrul drept este nul atît la (4), cît și la (5), și se regăsesc rezultatele cunoscute [1] *).

*) p. 190.

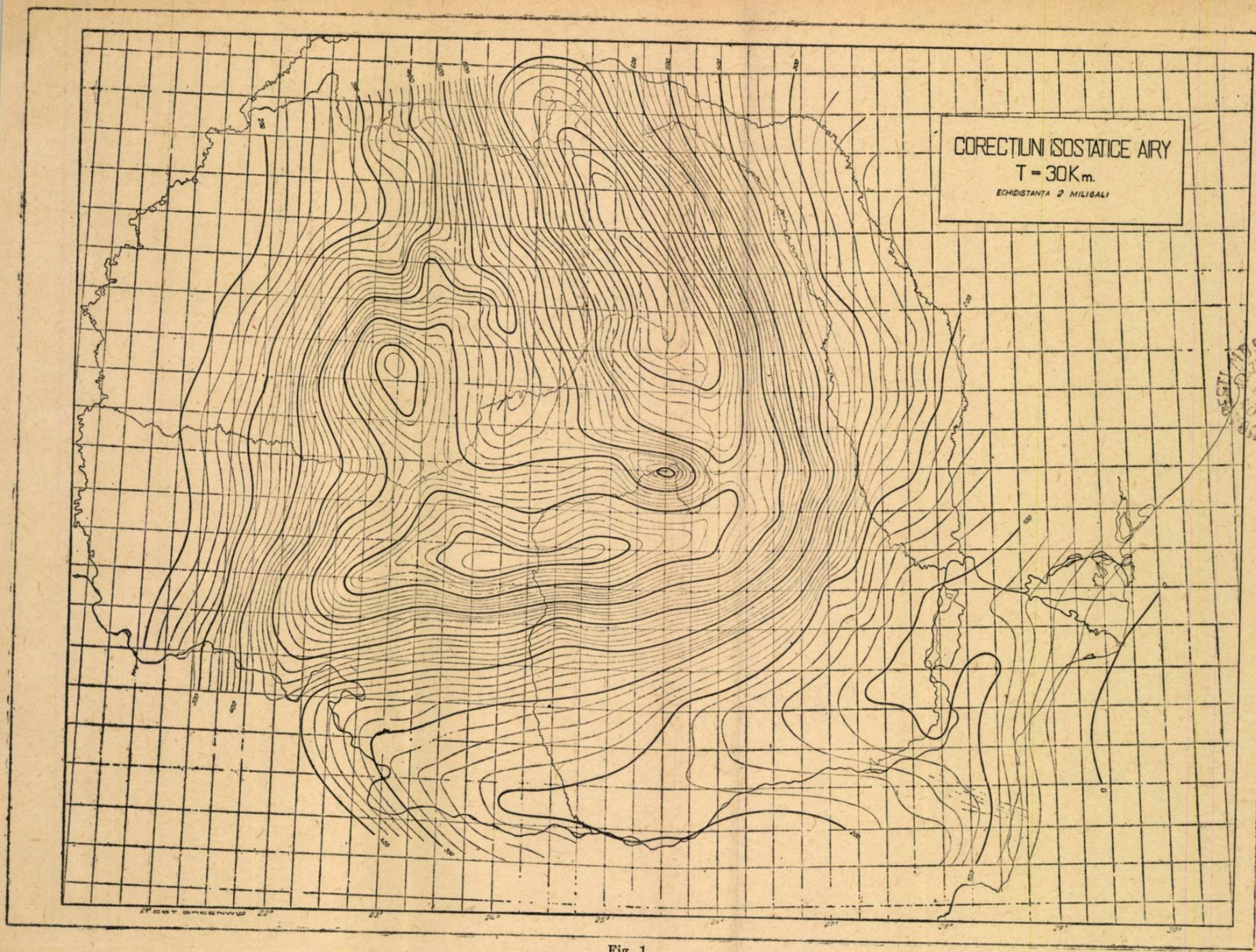

CORECTIUNI ISOSTATICE AIRY
T = 30Km.
ECHIDISTANTA 2 MILIGALI
EAST GREENWICH

Fig. 1

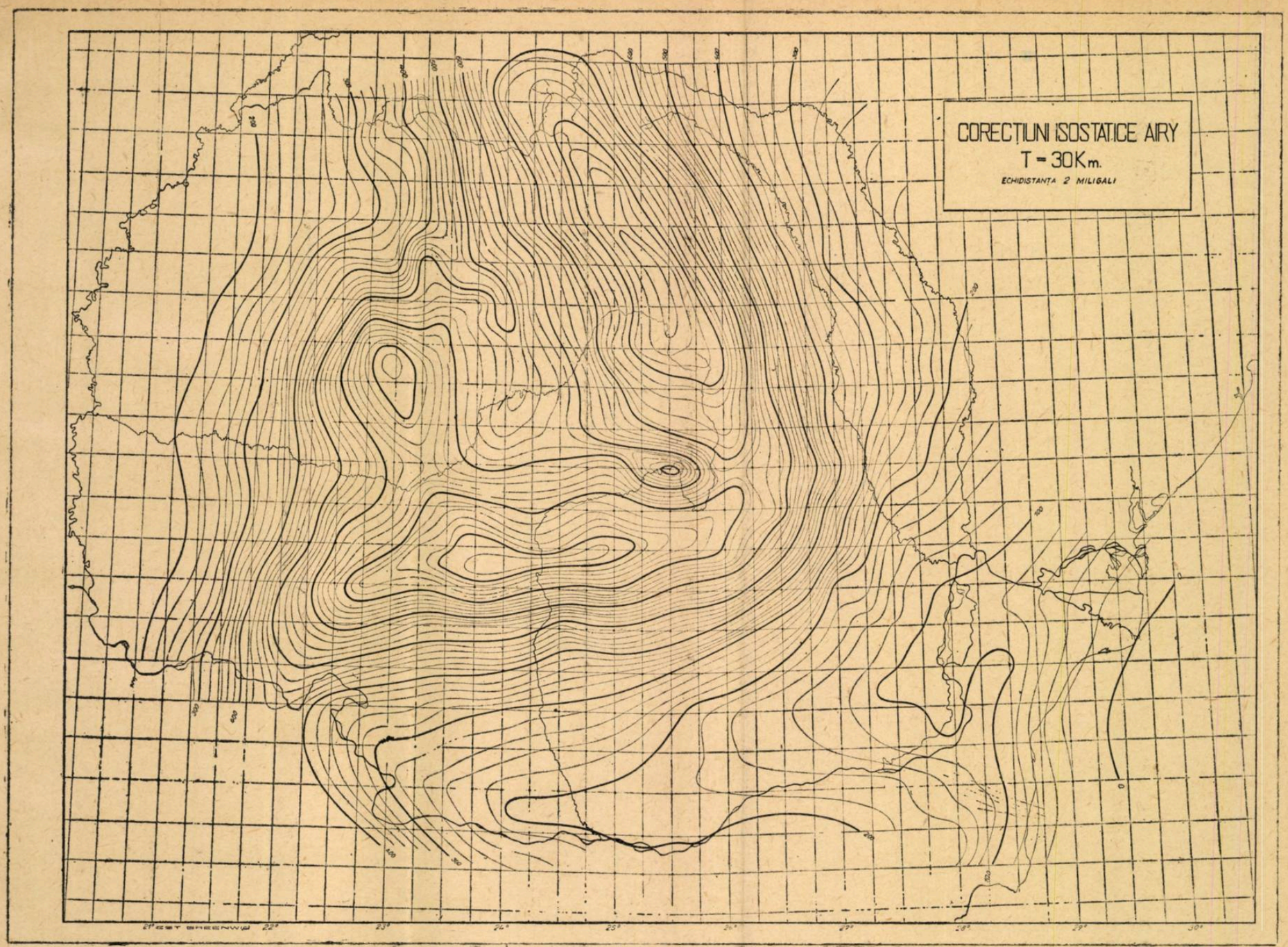

CORECȚIUNI ISOSTATICE AIRY
T = 30Km.
ECHIDISTANȚA 2 MILIGALI
22°
23°
24°
25°
26°
27°
28°
29°
30°

Fig. 1

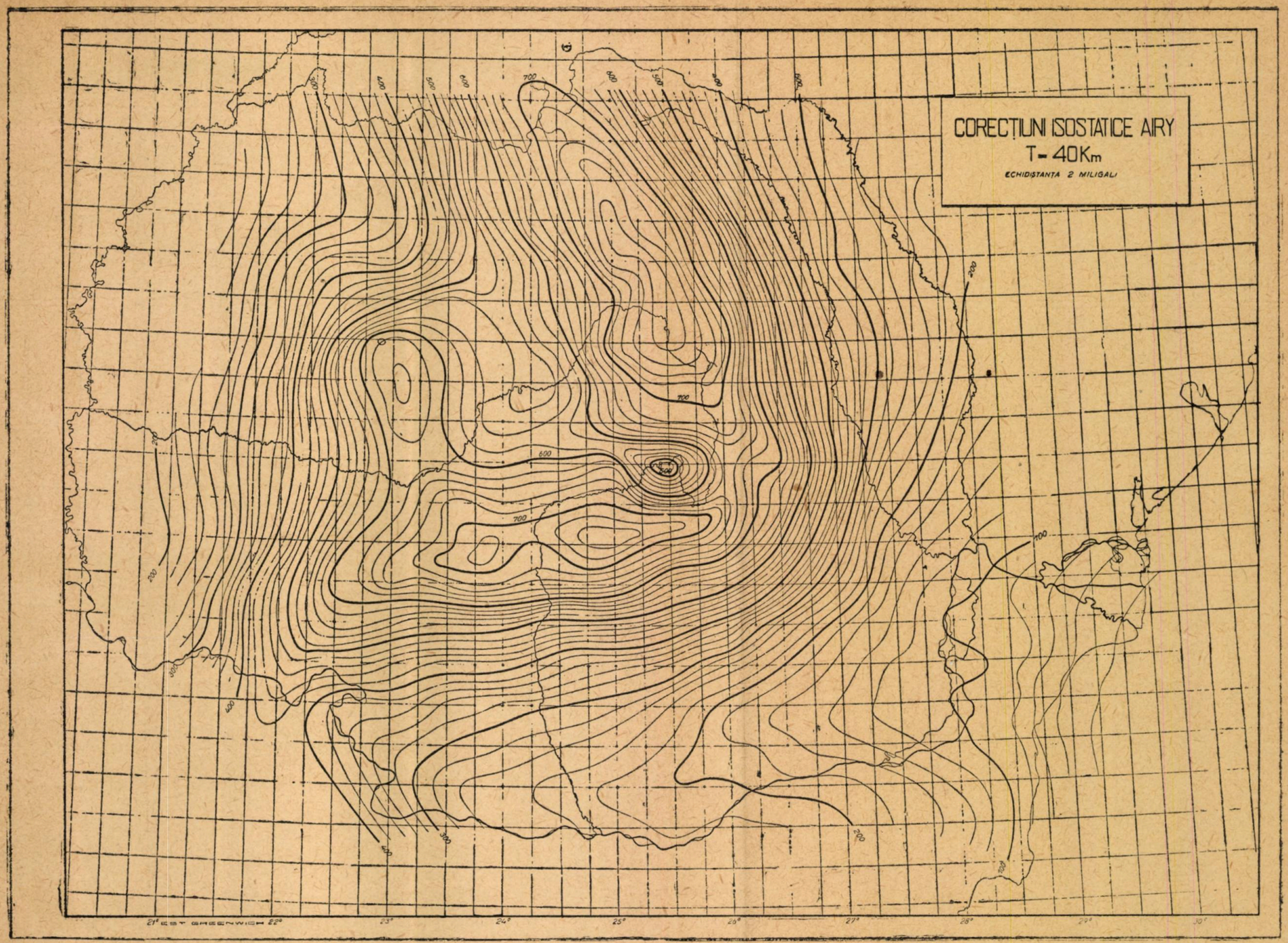

CORECȚIUNI ISOSTATICE AIRY
T = 40Km
ECHIDISTANȚA 2 MILIGALI
21° EST GREENWICH 22°
23°
24°
25°
26°
27°
28°
29°
30°

Fig. 2

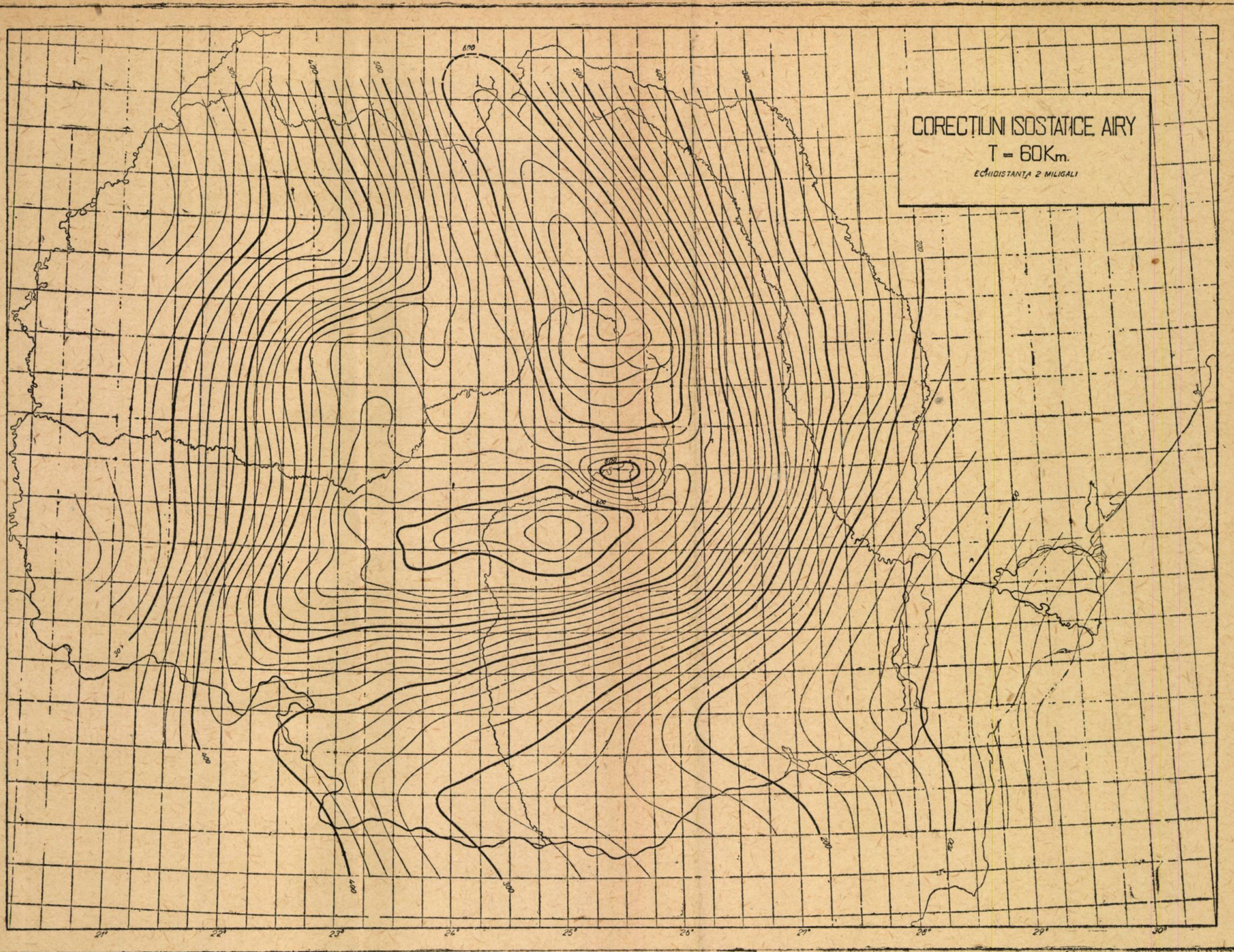

CORECTIUNI ISOSTATICE AIRY
T = 60Km.
ECHIDISTANTA 2 MILIGALI
21°
22°
23°
24°
25°
26°
27°
28°
29°
30°

Fig. 3

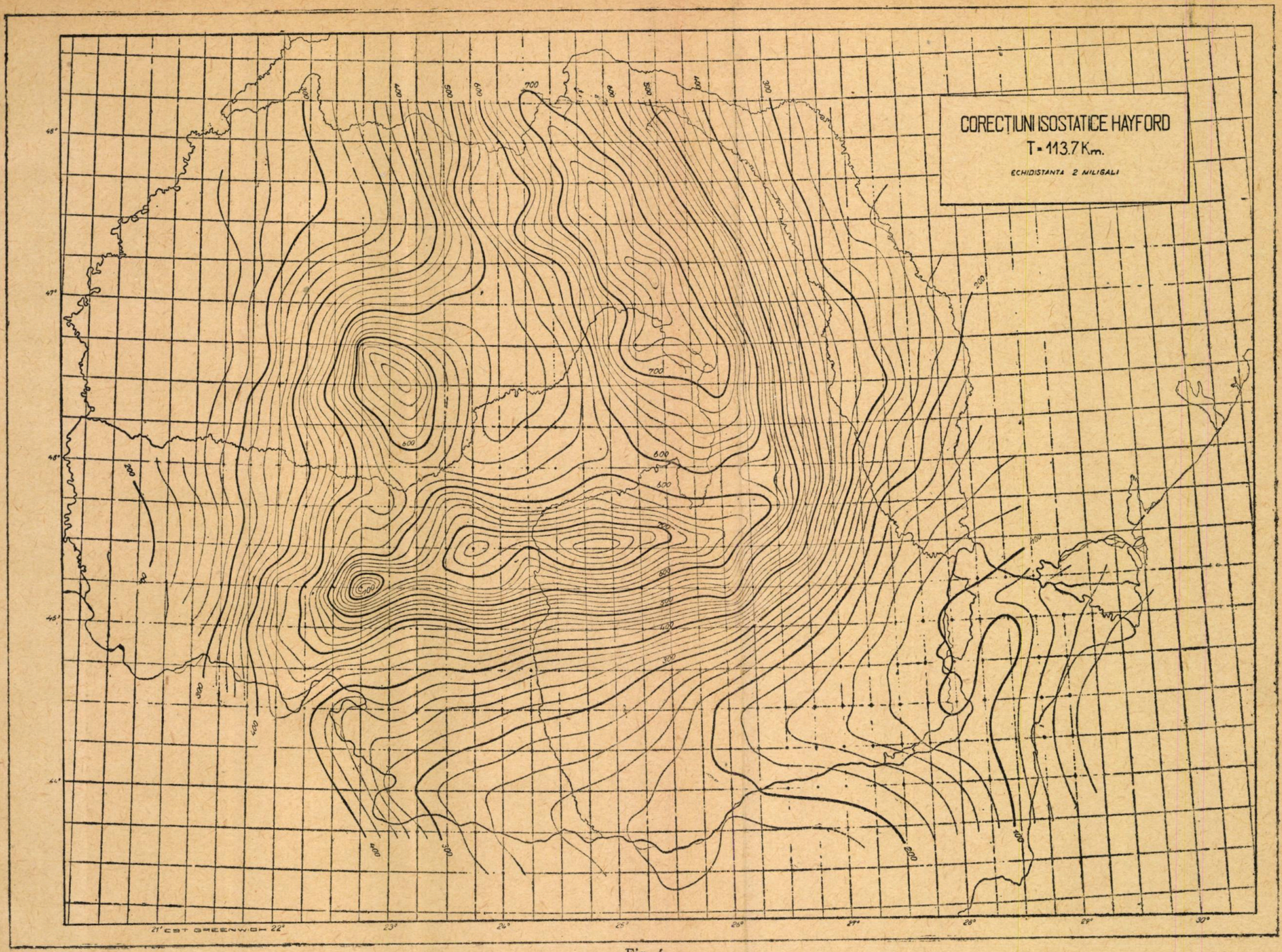

CORECȚIUNI ISOSTATICE HAYFORD
T - 113.7 Km.
ECHIDISTANȚA 2 MILIGALI
48°
47°
46°
45°
44°
21° EST GREENWICH 22°
23°
24°
25°
26°
27°
28°
29°
30°

Fig. 4

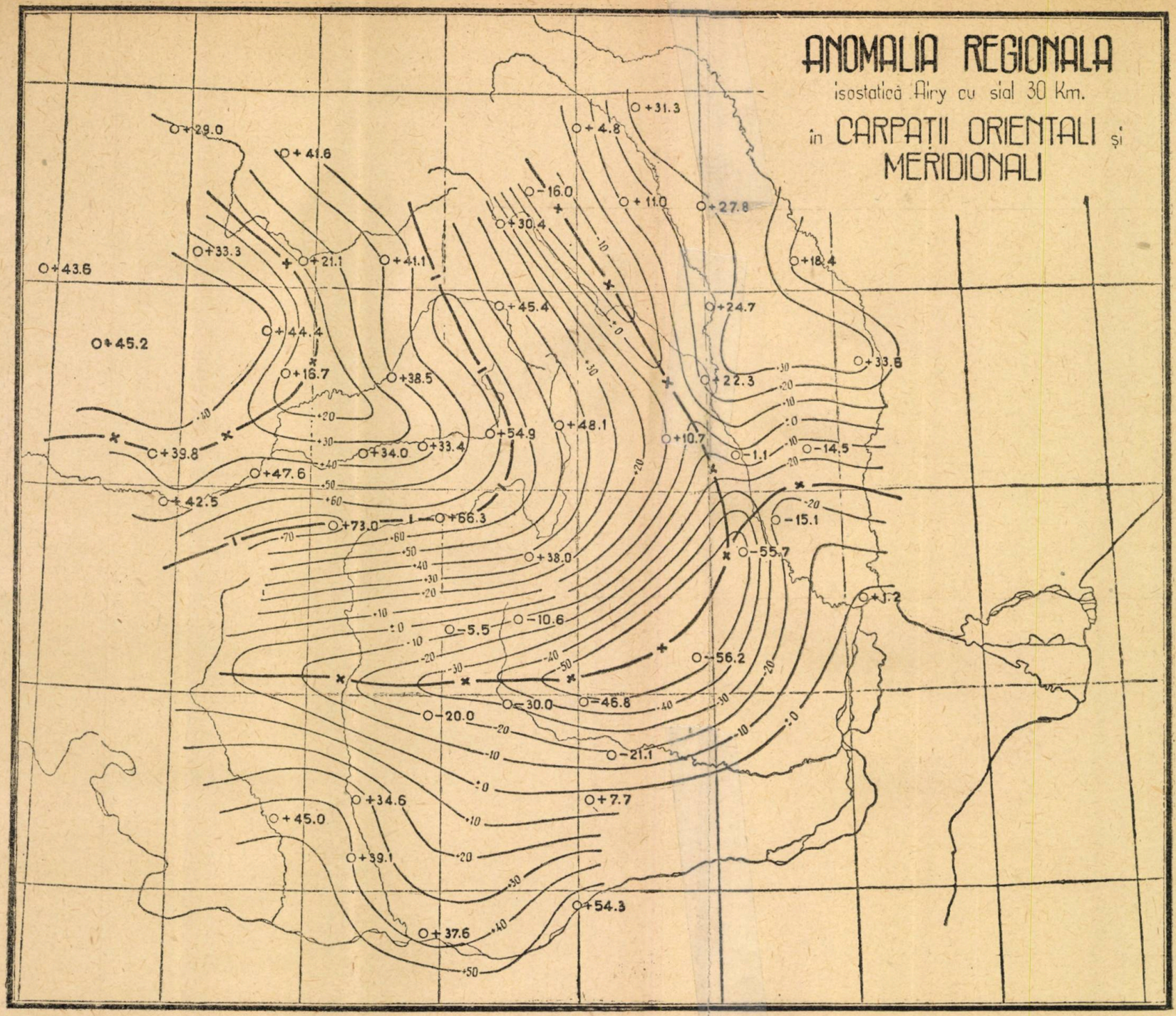

ANOMALIA REGIONALA
isostatică Airy cu sial 30 Km.
în CARPAȚII ORIENTALI și MERIDIONALI
+29.0
+41.6
+31.3
+4.8
-16.0
+11.0
+27.8
+30.4
+33.3
+21.1
+41.1
+43.6
+18.4
+45.4
+24.7
+45.2
+44.4
+16.7
+38.5
+22.3
+33.6
+39.8
+34.0
+33.4
+54.9
+48.1
+10.7
-1.1
-14.5
+47.6
+42.5
+73.0
+66.3
-15.1
+38.0
-55.7
-5.5
-10.6
-56.2
-30.0
-46.8
-20.0
-21.1
+34.6
+7.7
+45.0
+39.1
+54.3
+37.6

Fig. 5

Pentru cercetările de față, prezintă interes cazul în care sistemele (1) și (2) sînt satisfăcute simultan, adică (1) și (2) sînt sisteme adjuncte, iar

$$g_i = -f_i \,. \tag{7}$$

În cazul nostru, al relațiilor de reciprocitate și conservare în electricitate, relațiile (4) și (5) se pot scrie imediat, deoarece mărimile U_k sînt gata calculate din cazul studiat anterior [2], caz în care nu intervenea membrul drept, fiind satisfăcute condițiile (6).

3. În mediile izotrope, omogene și permanente, mărimile cîmpului electromagnetic sînt legate prin ecuațiile generale,

$$\text{I.} \quad \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

$$\text{II.} \quad \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{j}$$

$$\text{III.} \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$$

$$\text{IV.} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

în plus fiind satisfăcute și relațiile

$$\text{V.} \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$$

$$\text{VI.} \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

unde scalarii ε și μ sînt constanți, nedepinzînd nici de punct, nici de timp.

Considerînd sistemul I—IV ca formînd sistemul direct (1), în care φ_p, $(p = 1, 2, 3)$ sînt cele trei componente ale lui $\mathbf{E}$, iar φ_q $(q = 4, 5, 6)$ cele trei componente ale lui $\mathbf{H}$, dintre soluțiile sistemului adjunct (2), următoarele două grupuri de soluții convin și sistemului direct:

$$\text{(I.)} \quad \begin{aligned} \psi_p &= \varepsilon \mathbf{E} \\ \psi_q &= \mu \mathbf{H} \\ \varphi_7 &= 0 \\ \psi_8 &= 0 \end{aligned} \qquad \text{(II.)} \quad \begin{aligned} \psi_p &= \mathbf{H} \\ \psi_q &= \mathbf{E} \\ \psi_7 &= 0 \\ \psi_8 &= 0 \end{aligned} \tag{8}$$

unde $\boldsymbol{\psi}_a$ este vectorul de componente ψ (a fiind p sau q)

Deoarece

$$f_p = 0 \qquad f_q = \mathbf{j}, \tag{9}$$

grupul (8, I) ne conduce la relația

$$\int dt \iint_{\Sigma} [\varepsilon \mathbf{E}' \times \mathbf{E}'' + \mu \mathbf{H}' \times \mathbf{H}''] \cdot \mathbf{n} da + \iiint_{V} \mu\varepsilon [\mathbf{E}'' \cdot \mathbf{H}' - \mathbf{H}'' \cdot \mathbf{E}'] \, dv = \tag{10}$$

$$= \int dt \iiint_{V} [\mathbf{j}' \cdot \mu \mathbf{H}'' - \mathbf{j}'' \cdot \mu \mathbf{H}'] \, dv$$

sau sub formă diferențială

$$\nabla \cdot [\varepsilon \mathbf{E} \times \mathbf{E}'' + \mu \mathbf{H}' \times \mathbf{H}''] + \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon\mu [\mathbf{E}'' \cdot \mathbf{H}' - \mathbf{H}'' \cdot \mathbf{E}'] = \mathbf{j}' \cdot \mu \mathbf{H}'' - \mathbf{j}'' \mu \mathbf{H}' \quad (11)$$

A doua soluție (8, II) conduce la următoarele rezultate: în formulare globală

$$\int dt \iint_{\Sigma} [\mathbf{E}' \times \mathbf{H}'' + \mathbf{E}'' \times \mathbf{H}'] \cdot \mathbf{n} da + \iiint_{V} [\varepsilon \mathbf{E}' \cdot \mathbf{E}'' + \mu \mathbf{H}' \cdot \mathbf{H}''] dv \quad (12)$$
$$= -\int dt \iiint_{V} [\mathbf{j}' \cdot \mathbf{E}'' + \mathbf{j}'' \cdot \mathbf{E}'] dv$$

în formulare locală

$$\nabla \cdot [\mathbf{E}' \times \mathbf{H}'' + \mathbf{E}'' \times \mathbf{H}'] + \frac{\partial}{\partial t} [\varepsilon \mathbf{E}' \cdot \mathbf{E}'' + \mu \mathbf{H}' \cdot \mathbf{H}''] = -[\mathbf{j}' \cdot \mathbf{E}'' + \mathbf{j}'' \mathbf{E}''] . \quad (13)$$

Integralele (10) și (12) se referă la un volum oarecare V, mărginit prin suprafața închisă Σ.

Relațiile (10), (11), (12) și (13) constituie relații de reciprocitate, care arată ce legături există întotdeauna între două distribuții posibile ale cîmpului electromagnetic, în mediile omogene și izotrope.

Observăm că dacă facem ca cele două distribuții ale cîmpului să coincidă, adică luînd

$$\mathbf{j}' = \mathbf{j}'' \qquad \mathbf{E}' = \mathbf{E}'' \qquad \mathbf{H}' = \mathbf{H}'' \quad (14$$

relațiile (10) și (11) sînt identic satisfăcute, ambii membrii anulîndu-se; relațiile (12) și (13) dau însă în acest caz legea de conservare a energiei electromagnetice

$$\int dt \iint_{\Sigma} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] \cdot \mathbf{n} da + \iiint_{V} \left[\frac{1}{2} \varepsilon \mathbf{E}^2 + \frac{1}{2} \mu \mathbf{H}^2 \right] dv = -\int dt \iiint_{V} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dv \quad (15)$$

sau

$$\nabla \cdot [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] + \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} \varepsilon \mathbf{E}^2 + \frac{1}{2} \mu \mathbf{H}^2 \right] = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}. \quad (16)$$

Interpretarea relației (16) este bine cunoscută.

4. Starea electrică a unei linii de transmisiuni la care parametrii primari nu depind de timp, se poate descrie prin sistemul de ecuații

$$\begin{aligned} -\frac{\partial u}{\partial x} - L \frac{\partial i}{\partial t} &= Ri \\ -\frac{\partial i}{\partial x} - C \frac{\partial u}{\partial t} &= Gu. \end{aligned} \quad (17)$$

Așa cum s-a arătat [2] *), sistemul adjunct admite două grupuri convenabile de soluții

$$\text{(I)} \quad \begin{aligned} \psi_1 &= i \\ \psi_2 &= u \end{aligned} \qquad \text{(II)} \quad \begin{aligned} \psi_1 &= Cu \\ \psi_2 &= Li. \end{aligned} \quad (18)$$

*) p. 746.

Trebuie adăugat

$$f_1 = Ri \qquad f_2 = Gu. \tag{19}$$

Obținem astfel, pentru soluția (18,I)

$$\int [i' u'' + i'' u'] dt + \int [Cu' u'' + Li' i''] dx = -\int dt \int [2Ri' i'' + 2Gu' u''] dx \tag{20}$$

respectiv

$$\frac{\partial}{\partial x}[i' u'' + i'' u'] + \frac{\partial}{\partial t}[C u' u'' + Li' i''] = -2[Ri' i'' + G u' u''] \tag{21}$$

iar pentru soluția (18,II).

$$\int [Cu' u'' + Li' i''] dt + \int LC(u' i'' + u'' i') dx = \tag{22}$$

$$= -\int dt \int (CR + LG)(i' u'' + i'' u') dx$$

respectiv

$$\frac{\partial}{\partial x}[Cu' u'' + Li' i''] + \frac{\partial}{\partial t}[LC(u' i'' + u'' i')] = \tag{23}$$

$$= -(CR + LG)(i' u'' + i'' u').$$

Făcînd ca cele două soluții să coincidă, se obțin relațiile de conservare a energie

$$\int ui\, dt + \int \left[\frac{1}{2} Cu^2 + \frac{1}{2} Li^2\right] dx = -\int dt \int (Ri^2 + Gu^2)\, dx \tag{24}$$

respectiv

$$\frac{\partial}{\partial x}(u i) + \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{1}{2} Cu^2 + \frac{1}{2} Li^2\right] = -(Ri^2 + Gu^2) \tag{25}$$

și a impulsului

$$\int \left[\frac{1}{2} Cu^2 + \frac{1}{2} Li^2\right] dt + \int LC\, u\, i\, dx = -\int dt \int (CR + LG)\, ui\, dx \tag{26}$$

respectiv

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{2} Cu^2 + \frac{1}{2} Li^2\right) + \frac{\partial}{\partial t} LC\, ui = -(CR + LG)\, ui. \tag{27}$$

Formulele (24), (25), (26), și (27) diferă de formulele corespunzătoare date în [2] prin membrul drept, care arată că apare o pierdere suplimentară de energie în linie (Ri^2) și în dielectricul dintre fire (Gu^2) — în cazul legii de conservare a energiei — iar la legea impulsului — o forță în aceleași elemente disipative. Trebuie remarcat de asemenea că în expresiile (24), (25), (26), și (27) nu au intervenit în mod explicit tensiunile aplicate liniei.

5. Formulele de reciprocitate stabilite în cazul cîmpurilor electromagnetice permit a arăta că în mediile omogene și permanente, principiul suprapunerii efectelor se poate aplica legii de conservare a energiei.

Pentru a demonstra aceasta, să considerăm cîmpul total ca rezultanta a n cîmpuri parțiale

$$\mathbf{E} = \sum_1^n \mathbf{E}_i \qquad \mathbf{H} = \sum_1^n \mathbf{H}_i \tag{28}$$

cîmpul i provenind din distribuția corespunzătoare de surse, $\mathbf{j}_i$ și ρ_i

$$\mathbf{j} = \sum_1^n \mathbf{j}_i \qquad \rho = \sum \rho_i \tag{29}$$

prin intermediul ecuațiilor

$$\Box \mathbf{H} = -\nabla \times \mathbf{j} \tag{30}$$

$$\Box \mathbf{E} = \mu \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \rho \tag{31}$$

unde

$$\Box = \nabla^2 - \mu\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2}. \tag{32}$$

Introducînd pe (28) și (29) în (15) și (16), se obține

$$\begin{aligned} &\int dt \iint [(\Sigma \mathbf{E}_i) \times (\Sigma \mathbf{H}_i)] \cdot \mathbf{n}\, da + \iiint \left[\frac{1}{2} \varepsilon (\Sigma \mathbf{E}_i)^2 + \frac{1}{2} \mu (\Sigma \mathbf{H}_i)^2 \right] dv = \\ &= -\int dt \iiint (\Sigma \mathbf{j}_i) \cdot (\Sigma \mathbf{E}_i)\, dv \end{aligned} \tag{33}$$

respectiv

$$\nabla \cdot [(\Sigma \mathbf{E}_i) \times (\Sigma \mathbf{H}_i)] + \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} \varepsilon (\Sigma \mathbf{E}_i)^2 + \frac{1}{2} \mu (\Sigma \mathbf{H}_i)^2 \right] = -(\Sigma \mathbf{j}_i) \cdot (\Sigma \mathbf{E}_i) \tag{34}$$

Dezvoltînd aceste expresii, se poate scrie

$$\begin{aligned} &\int dt \iint \left[\sum_1 \mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i + \Sigma (\mathbf{E}_j \times \mathbf{H}_k + \mathbf{E}_k \times \mathbf{H}_j) \right] \cdot n\, da + \\ &+ \iiint \left[\Sigma \left(\frac{1}{2} \varepsilon \mathrm{E}_i^2 + \frac{1}{2} \mu H_i^2 \right) + \Sigma (\varepsilon \mathbf{E}_j \mathbf{E}_k + \mu \mathbf{H}_j \cdot \mathbf{H}_k) \right] dv = \\ &= -\int dt \iiint \left[\Sigma \mathbf{j}_i \mathbf{E}_i + \Sigma (\mathbf{j}_j \cdot \mathbf{E}_k + \mathbf{j}_k \cdot \mathbf{E}_j) \right] dv \end{aligned} \tag{35}$$

și

$$\begin{aligned} &\nabla \cdot [\Sigma (\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i) + \Sigma (\mathbf{E}_j \times \mathbf{H}_k + \mathbf{E}_k \times \mathbf{H}_j)] + \frac{\partial}{\partial t} \left[\Sigma \left(\frac{1}{2} \varepsilon E_i^2 + \frac{1}{2} \mu H_i^2 \right) + \right. \\ &\left. + \Sigma [\varepsilon \mathbf{E}_j \cdot \mathbf{E}_k + \mu \mathbf{H}_j \cdot \mathbf{H}_k] \right] = -\Sigma \mathbf{j}_i \cdot \mathbf{E}_i - \Sigma (\mathbf{j}_j \cdot \mathbf{E}_k + \mathbf{j}_k \cdot \mathbf{E}_j). \end{aligned} \tag{36}$$

Ținînd seama de (12) și (13), termenii în care apar indici diferiți se simplifică din ambii membri, și rămîne în formularea globală

$$\sum_1^n \left\{ \int dt \iint_{\Sigma} (\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i) \cdot \mathbf{n}\, da + \iiint_V \left[\frac{1}{2} \varepsilon E_i^2 + \frac{1}{2} \mu H_i^2 \right] dv + \int dt \iiint \mathbf{j}_i \cdot \mathbf{E}_i\, dv \right\} = 0 \quad (37)$$

iar în formulare locală

$$\sum_1^n \left\{ \nabla \cdot (\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i) + \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} \varepsilon E_i^2 + \frac{1}{2} \mu H_i^2 \right] + \mathbf{j}_i \cdot \mathbf{E}_i \right\} = 0. \quad (38)$$

Putem deci spune că în mediile omogene și izotrope, în regim permanent, teorema suprapunerii efectelor se poate aplica la legea de conservare a energiei electromagnetice, ceea ce arată că în aceste condiții nu există interacțiune între componentele cîmpului.

6. În mod analog se poate proceda pentru linia de transmisiuni uniformă și în regim permanent. Dacă simultan există pe linie mai multe tensiuni și mai mulți curenți

$$u = \sum u_j \qquad i = \sum i_j \quad (39)$$

legile de conservare a energiei pe liniile uniforme și permanente (24) și (25) ne dau

$$\int (\Sigma u_j)\,(\Sigma i_j)\, dt + \int \left[\frac{1}{2} C (\Sigma u_j)^2 + \frac{1}{2} L (\Sigma i_j)^2 \right] dx = \\ = - \int dt \int [R (\Sigma i_j)^2 + G (\Sigma u_j)^2]\, dx \quad (40)$$

respectiv

$$\nabla \cdot [(\Sigma u_j)(\Sigma i_j)] + \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} C (\Sigma u_j)^2 + \frac{1}{2} L (\Sigma i_j)^2 \right] = \\ = - [R (\Sigma i_j) + G (\Sigma u_j)] \quad (41)$$

Dezvoltînd aceste relații pentru a pune în evidență produsele de termeni avînd aceiași indici, și produsele de termeni avînd indici diferiți, se obține

$$\int [\Sigma u_j i_j + \Sigma (u_j i_k + u_k i_j)]\, dt + \int \left\{ \Sigma \left[\frac{1}{2} C u_j^2 + \frac{1}{2} L i_j^2 \right] + \Sigma [C u_j u_k + L i_j i_k] \right\} dx = \\ = - dt \int \left\{ \Sigma (R i_j^2 + G u_j^2)] + \Sigma [2 R i_j i_k + 2 G u_j u_k] \right\} dx \quad (42)$$

și la fel

$$\nabla \cdot [\Sigma u_j i_j + \Sigma (u_j i_k + u_k i_j)] + \frac{\partial}{\partial t} \left[\Sigma \left[\frac{1}{2} C u_j^2 + \frac{1}{2} L i_j^2 \right] + \Sigma (C u_j v_k + L i_j i_k) \right] = \\ = - [\Sigma (R i_j^2 + G u_j^2) + \Sigma (2 R i_j i_k + 2 G u_j v_k)] \quad (43)$$

Ţinînd seama de relaţiile de reciprocitate (20) şi (21), termenii cu indici diferiţi se simplifică. Grupînd termenii convenabil, putem scrie

$$\Sigma\left\{\int u_j i_j\,dt+\int\left[\frac{1}{2}Cu_j^2+\frac{1}{2}Li_j^2\right]dx+\int dt\int\left(Ri_j^2+Gu_j^2\right)dx\right\}=0 \qquad (44)$$

respectiv

$$\Sigma\left\{\frac{\partial}{\partial x}(u_j i_j)+\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{1}{2}Cu_j^2+\frac{1}{2}Li_j^2\right]+Ri_j^2+Gu_j^2\right\}=0 \qquad (44')$$

ceea ce arată că putem suprapune efectele energetice ale fiecărei distribuţii, obţinînd încă un rezultat valabil, care arată că nu există interacţiune între diferitele distribuţii de pe linie.

7. Cu legea de conservare a impulsului se poate proceda în mod similar. Introducînd pe (39) în (26) şi (27), se obţine

$$\int\left[\frac{1}{2}C(\Sigma u_j)^2+\frac{1}{2}L(\Sigma i_j)^2\right]dt+\int LC(\Sigma u_j)(\Sigma i_j)\,dx=$$

$$=-\int dt\int(CR+LG)(\Sigma u_j)(\Sigma i_j)\,dx \qquad (45)$$

sau

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{2}C(\Sigma u_j)^2+\frac{1}{2}L(\Sigma i_j)^2\right]+\frac{\partial}{\partial t}LC(\Sigma u_j)(\Sigma i_j)=$$

$$=-(CR+LG)(\Sigma u_i)(\Sigma_{ij}) \qquad (46)$$

Ţinînd seama de relaţiile de reciprocitate (22) şi (23) din dezvoltarea lui (45) şi (46), se simplifică termenii în care figurează termeni cu indici diferiţi, astfel încît rămîne

$$\Sigma\left\{\int\left[\frac{1}{2}Cu_j^2+\frac{1}{2}Li_j^2\right]dt+\int LCu_j i_j\,dx+\right.$$

$$\left.+\int dt\int(CR+LG)u_j i_j\right\}=0 \qquad (47)$$

sau

$$\Sigma\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{2}Cu_j^2+\frac{1}{2}Li_j^2\right]+\frac{\partial}{\partial t}[LCu_j i_j]+(CR+LG)u_j i_j\right\}=0 \qquad (48)$$

Interpretarea acestor formule este imediată: la linia uniformă, la care constantele primare nu variază în timp, putem suprapune impulsurile fiecărei distribuţii în parte, obţinînd încă un rezultat valabil, cu alte cuvinte putem aplica teorema suprapunerii efectelor la teorema conservării impulsului pe linii.

8. Aceste rezultate epuizează metoda iniţială, pentru cazul fenomenelor electromagnetice care satisfac ecuaţiilor I — VI sau ecuaţiilor telegrafiştilor (17). Pentru a

obține legea de conservare a impulsului electromagnetic, și formule de reciprocitate corespunzătoare, trebuie să utilizăm o altă metodă, utilizată în același scop și în comunicarea anterioară [2]*). Plecăm de la ecuațiile I — IV, pe care le înmulțim cu mărimile adjuncte, așa cum se vede mai jos:

$$(\nabla \times \mathbf{E}') \times \varepsilon \mathbf{E}'' + \frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t} \times \varepsilon \mathbf{E}'' = 0 \qquad (\nabla \times \mathbf{E}'') \times \varepsilon \mathbf{E}' + \frac{\partial \mathbf{B}''}{\partial t} \times \varepsilon \mathbf{E}' = 0$$

$$(\nabla \times \mathbf{H}') \times \mu \mathbf{H}'' - \frac{\partial \mathbf{D}'}{\partial t} \times \mu \mathbf{H}'' = \mathbf{j}' + \mu \mathbf{H}'' \tag{49}$$

$$(\nabla \times \mathbf{H}'') \times \mu \mathbf{H}' - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \times \mu' \mathbf{H}' = \mathbf{j}'' \times \mu \mathbf{H}'.$$

Această cale este sugerată de soluția (8,I). Adunînd membru cu membru cele patru ecuații (49), și ținînd seama de faptul că între vectorii de cîmp și inducțiile corespunzătoare există relațiile V și VI, sîntem conduși a considera mărimile [2]**).

$$\frac{1}{\varepsilon} \mathfrak{E} = (\nabla \times \mathbf{E}') \times \mathbf{E}'' + (\nabla \times \mathbf{E}'') \times \mathbf{E}' \tag{50}$$

$$\overset{2\times}{S}{}^{(e)}_{jk} = \frac{1}{\varepsilon} \overset{2-}{S}{}^{(e)}_{jk} = E'_j E''_k = E''_j E'_k - \delta_{jk} \cdot \mathbf{E}' \cdot \mathbf{E}'' \tag{51}$$

unde

$$\delta_{jk} = \begin{cases} 1 & j = k \\ 0 & j \neq k. \end{cases} \tag{52}$$

Cum

$$\operatorname{div} \overset{2-}{\mathbf{S}}{}^{(e)} = \sum_1^3{}_j \sum_1^3{}_k \mathbf{i}_j \cdot \frac{\partial \overset{2-}{S}{}^{(e)}_{jk}}{\partial x^k} \tag{53}$$

se poate scrie

$$\varepsilon \mathfrak{E} = \operatorname{div} \overset{2-}{S}{}^{(e)} - \varepsilon \mathbf{E}' \nabla \cdot \mathbf{E}'' - \varepsilon \mathbf{E}'' \nabla \cdot \mathbf{E}'. \tag{54}$$

În mod analog se poate trata mărimea

$$\mathfrak{B} = (\nabla \times \mathbf{B}') \times \mathbf{B}'' + (\nabla \times \mathbf{B}'') \times \mathbf{B}'. \tag{55}$$

Introducînd mărimea

$$\mu \overset{2\times}{S}{}^{(m)}_{jk} = B'_j B''_k + B''_j B'_k - \delta_{jk} \mathbf{B}' \mathbf{B}'' \tag{56}$$

vom scrie

$$\frac{1}{\mu} \mathfrak{B} = \operatorname{div} \overset{2-}{\mathbf{S}}{}^{(m)} - \frac{1}{\mu} \mathbf{B}' \nabla \cdot \mathbf{B}'' - \frac{1}{\mu} \mathbf{B}'' \Delta \cdot B'. \tag{57}$$

*) p. 742.
**) p. 743.

Adunînd membru cu membru cele patru ecuații (49) și ținînd seama de III, IV, V, VI, (50), (54), (55) și (57) se poate scrie, cu $\overset{2}{\mathbf{S}} = \overset{2}{\mathbf{S}}^{(e)} + \overset{2}{\mathbf{S}}^{(m)}$

$$\operatorname{div} \overset{2}{\mathbf{S}} = \rho' \mathbf{E}'' + \rho'' \mathbf{E}' + \mathbf{j}' \times \mathbf{B}'' + \mathbf{j}'' \times \mathbf{B}' - \\ - \frac{\partial}{\partial t} [(\mathbf{D}' \times \mathbf{B}'') + (\mathbf{D}'' \times \mathbf{B}')] \cdot \tag{58}$$

Ținînd seama de teorema tensorială

$$\int_{\Sigma} \mathbf{t}\, da = \int_{V} \operatorname{div} \overset{2}{\mathbf{S}}\, dv \tag{59}$$

unde componentele lui $\mathbf{t}$ sînt date de

$$t_j = \sum_{1}^{3}{}_k \, \overset{2}{S}_{jk} n_k \tag{60}$$

sau sub formă prescurtată ($\mathbf{n}$ fiind normala exterioară la Σ)

$$\mathbf{t} = \overset{2}{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{n} \tag{61}$$

și integrînd ambii membri ai lui (58) pe un volum V mărginit de suprafața închisă Σ, se obține

$$\int_{\Sigma} \overset{2}{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{n} da = \int_{V} \left[\rho' \mathbf{E}'' + \rho'' \mathbf{E}' + \mathbf{j}' \times \mathbf{B}'' + \mathbf{j}'' \times \mathbf{E}' + \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{D}' \times \mathbf{B}'') + (\mathbf{D}'' \times \mathbf{B}') \right] dv \tag{62}$$

Relațiile (58) și (62) constituie relațiile de reciprocitate relative la impuls electromagnetic. Făcînd ca cele două distribuții să coincidă, se obține legea de conservare a impulsului electromagnetic sub formă locală

$$\operatorname{div} \overset{2}{\mathbf{S}} = \mathbf{f}_e + \mathbf{f}_m + \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial t} \tag{63}$$

unde s-a notat

$$\overset{2}{S}_{jk} = \varepsilon E_j E_k - \frac{\varepsilon}{2} \delta_{jk} E^2 + \frac{1}{\mu} B_j B_k - \frac{1}{2\mu} \delta_{jk} B^2 \tag{64}$$

$$\mathbf{f}_e = \rho \mathbf{E} \tag{65}$$

$$\mathbf{f}_m = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

$$\mathbf{g} = \mathbf{D} \times \mathbf{B} \tag{66}$$

și sub formă globală

$$\int_{V} \overset{2}{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{n}\, da = \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_m + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial t} \tag{67}$$

unde

$$\mathbf{F}_e = \int_V \mathbf{f}_e \, dv \tag{68}$$

$$\mathbf{F}_m = \int_V \mathbf{f}_m \, dv \tag{69}$$

$$\mathbf{G} = \int_V \mathbf{D} \times \mathbf{B} \, dv. \tag{70}$$

9. Relațiile de reciprocitate (58) și (62) permit a arăta că teorema suprapunerii efectelor se poate aplica la legea de conservare a impulsului, în cazul mediilor izotrope, omogene și în regim permanent.

Demonstrația decurge după modelul tuturor demonstrațiilor de acest gen care au intervenit pînă acum. Vom considera astfel mai întîi.

$$\mathbf{E} = \sum \mathbf{E}_i \qquad \mathbf{H} = \sum \mathbf{H}_i \tag{28}$$

și vom introduce aceste relații în (63) și (67), obținînd

$$\operatorname{div}\left[\varepsilon\,(\Sigma E_{ij})\,(\Sigma E_{ik}) - \frac{1}{2}\,\varepsilon\delta_{jk}\,(\Sigma \mathbf{E}_i)^2 + \frac{1}{\mu}\,(\Sigma \mathbf{B}_{ij})\,(\Sigma B_{ik}) - \frac{1}{2\mu}\,\delta_{jk}(\Sigma \mathbf{B}_i)^2\right] = \tag{71}$$

$$= (\Sigma \rho_i)\,(\Sigma \mathbf{E}_i) + (\Sigma \mathbf{j}_i) \times (\Sigma \mathbf{B}_i) + \frac{\partial}{\partial t}\,(\Sigma \mathbf{D}_i) \times (\Sigma \mathbf{B}_i)$$

respectiv

$$\int_\Sigma \left[\varepsilon\,(\Sigma E_{ij})\,(\Sigma E_{ik}) - \frac{1}{2}\,\varepsilon\delta_{jk}\,(\Sigma \mathbf{E}_i) + \frac{1}{\mu}\,(\Sigma B_{ij})\,(\Sigma B_{ik}) - \frac{1}{2\mu}\,\delta_{jk}(\Sigma \mathbf{B}_i)^2\right] \cdot \mathbf{n}\,da = \tag{72}$$

$$= \int_V \left\{(\Sigma \rho_i)\,(\Sigma \mathbf{E}_i) + (\Sigma \mathbf{j}_i) + (\Sigma \mathbf{B}_i) + \frac{\partial}{\partial t}\left[(\Sigma \mathbf{D}_i) \times (\Sigma \mathbf{B}_i)\right]\right\} dv.$$

Ținînd seama de (52) și (62), putem reduce o serie de termeni din (71) și (72), obținînd relațiile

$$\Sigma \operatorname{div}^2 \mathbf{S}_i = \Sigma \left[\mathbf{f}_{e,i} + \mathbf{f}_{m,i} + \frac{\partial \mathbf{g}_i}{\partial t}\right] \tag{73}$$

sau

$$\Sigma \int_\Sigma \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{n}\, da = \Sigma \left[\mathbf{F}_{e,i} + \mathbf{F}_{m,i} + \frac{\partial \mathbf{G}_i}{\partial t}\right] \tag{74}$$

unde s-a notat cu indicele i mărimea ce provine din componenta i a cîmpului total

$$\mathbf{f}_{e,i} = \rho_i \mathbf{E}_i \tag{75}$$

$$\mathbf{f}_{m,i} = \mathbf{j}_i \times \mathbf{B}_i \tag{76}$$

$$\mathbf{g}_i = \mathbf{D}_i \times \mathbf{B}_i \tag{77}$$

$$\mathbf{F}_i = \int_v \mathbf{f}_i \, dv \tag{78}$$

$$\mathbf{G}_i = \int_v \mathbf{g}_i \, dv \tag{79}$$

${}^2\mathbf{S}_i$ fiind tensorul de componente ${}^2S_{i,jk}$ date de formula

$$ {}^2S_{i,jk} = \varepsilon E_{ij} E_{ik} + \frac{1}{\mu} B_{ij} B_{ik} - \frac{1}{2} \varepsilon \delta_{jk} E_i^2 - \frac{1}{2} \frac{1}{\mu} \delta_{jk} B_i^2 \tag{80} $$

unde E_{ij} este componenta după axa j a componentei i a cîmpului electric etc.

Formulele (73) și (74) demonstrează faptul că în mediile omogene și izotrope, în regim permanent, principiul suprapunerii efectelor se poate aplica legii de conservare a impulsului, adică tocmai ceea ce ne propusesem a demonstra.

10. Ne propunem acum să vedem dacă nu se poate renunța la unele din condițiile la care am supus mediul, astfel încît teoremele demonstrate pentru principiul suprapunerii efectelor să rămînă încă valabile. Ne vom mărgini de la început la mediile izotrope, pentru a avea aceleași ecuații I — VI în cazul cîmpului electromagnetic.

Se vede ușor că dacă mediul este neomogen, sau în regim nepermanent, adică dacă constantele ce caracterizează mediul sînt funcții de punct sau de timp, metoda inițială, aceea a sistemului adjunct, nu se mai poate aplica, deoarece polinoamele P_{ij} nu mai au coeficienții constanți, deci nu mai avem de-a face cu un sistem de ecuații cu derivate parțiale cu coeficienții constanți. Este însă clar că putem utiliza metoda dezvoltată la punctul 8, cînd s-au stabilit relațiile de reciprocitate relative la impuls. Mergînd pe această cale se observă ușor că pentru a putea aplica principiul suprapunerii efectelor la legea de conservare a impulsului și la legea de conservare a energiei, este necesar să stabilim mai întîi relațiile de reciprocitate corespunzătoare.

Vom începe prin a stabili relația de reciprocitate ce leagă două soluții ale cîmpului electromagnetic în medii izotrope oarecare, neomogene și variabile în timp — aceasta plecînd de la relațiile (49). Constanta dielectrică ε și permeabilitatea μ ne mai fiind constante, trebuie să urmăm o cale puțin diferită de aceea urmată la punctul 8. Scriem anume, ținînd seama de (50), (51), (52) și (53)

$$ \varepsilon \mathcal{E} = \varepsilon \operatorname{div}^{2x} \mathbf{S}^{(e)} - \varepsilon \mathbf{E}' \nabla \cdot \mathbf{E}'' - \varepsilon \mathbf{E}'' \nabla \cdot \mathbf{E}'. \tag{81} $$

Luînd componenta după x a ambilor termeni din (81) — adică înmulțind scalar ambii termeni cu $\mathbf{i}$ — se obține

$$ \varepsilon \mathcal{E} \cdot \mathbf{i} = \varepsilon \sum_j \frac{\partial {}^{2\times}S_{ij}^{(e)}}{\partial x^j} - \varepsilon E_i' \nabla \cdot \mathbf{E}'' - \varepsilon E_i'' \nabla \cdot \mathbf{E}'. \tag{82} $$

Pentru a obține rezultatul care ne interesează, introducem pe ε sub semnul derivare, și compensăm în mod corespunzător:

$$ \begin{aligned} \varepsilon \mathcal{E} \cdot \mathbf{i} = {} & \sum_j \frac{\partial}{\partial x^j} \left[\varepsilon \, {}^{2\times}S_{ij}^{(e)} \right] - \sum_j {}^{2\times}S_{ij}^{(e)} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x^j} - E_i' \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}'') + \\ & + E_i' (\mathbf{E}'' \cdot \nabla \varepsilon) - E_i'' \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}') + E_i'' (\mathbf{E}' \cdot \nabla \varepsilon). \end{aligned} \tag{83} $$

Ținînd seama de expresia lui ${}^{2\times}S_{ij}^{(e)}$ dată de (51), și introducînd-o în al doilea termen din (83), efectuînd produsele în termenii patru și șase din (83), și ținînd seama de ecuația de conservare III, rezultă

$$ \begin{aligned} \varepsilon \mathcal{E} \cdot \mathbf{i} = {} & (\operatorname{div} {}^2\overline{\mathbf{S}}^{(e)}) \cdot \mathbf{i} - \mathbf{E}' \cdot \mathbf{E}'' \frac{\partial \varepsilon}{\partial x^i} - E_i' \rho'' - E_i'' \rho' = \\ = {} & [\operatorname{div} {}^2\overline{\mathbf{S}}^{(e)} - (\mathbf{E}' \cdot \mathbf{E}'') \nabla \varepsilon - \mathbf{E}' \rho'' - \mathbf{E}'' \rho'] \cdot \mathbf{i} \end{aligned} \tag{84} $$

ceea ce demonstrează că

$$\varepsilon\mathcal{E} = \operatorname{div} {}^2\overline{\mathbf{S}}^{(e)} - (\mathbf{E}'\cdot\mathbf{E}'')\,\nabla\varepsilon - \mathbf{E}'\rho'' - \mathbf{E}''\rho' \tag{85}$$

În mod analog se poate arăta că dacă notăm

$$\mathcal{H} = (\nabla\times\mathbf{H}')\times\mathbf{H}'' - (\nabla\times\mathbf{H}'')\times\mathbf{H}' \tag{86}$$

atunci se poate scrie

$$\mu\mathcal{H} = \mu\,\operatorname{div}\left[\frac{1}{\mu^2}\,{}^{2\times}\mathbf{S}^{(m)}\right] - \mu\,\mathbf{H}'\nabla\cdot\mathbf{H}'' - \mu\,\mathbf{H}''\nabla\cdot\mathbf{H}'$$

și trecînd permeabilitatea μ sub operatorul divergență, și ținînd seama de faptul că totdeauna $\nabla\cdot\mathbf{B} = 0$, rezultă

$$\mu\,\mathcal{H} = \operatorname{div} {}^2\overline{\mathbf{S}}^{(m)} - (\mathbf{H}'\cdot\mathbf{H}'')\,\nabla\mu \tag{87}$$

Adunînd atunci cele patru ecuații (49) și ținînd seama de (85) și (87), și notînd ca și mai înainte

$${}^2\overline{\mathbf{S}} = {}^2\overline{\mathbf{S}}^{(e)} + {}^2\overline{\mathbf{S}}^{(m)} \tag{88}$$

rezultă

$$\operatorname{div} {}^2\overline{\mathbf{S}} = \rho'\mathbf{E}'' + \rho''\mathbf{E}' + (\mathbf{E}'\cdot\mathbf{E}'')\,\nabla\varepsilon + \mathbf{j}'\times\mathbf{B}'' + \mathbf{j}''\times\mathbf{B}' + (\mathbf{H}'\cdot\mathbf{H}'')\,\nabla\mu + \\ + \frac{\partial}{\partial t}[\mathbf{D}'\times\mathbf{B}'' + \mathbf{D}''\times\mathbf{B}']. \tag{89}$$

Integrînd ambii membri pe un volum V, și ținînd seama de (59), se poate scrie (89) sub forma echivalentă

$$\int_\Sigma \overline{\mathbf{S}}\cdot\mathbf{n}\,da = \int_V [\rho'\mathbf{E}'' + \rho''\mathbf{E}' + (\mathbf{E}'\cdot\mathbf{E}'')\,\nabla\varepsilon + \mathbf{j}'\times\mathbf{B}'' + \mathbf{j}''\times\mathbf{B}' + \\ + (\mathbf{H}'\cdot\mathbf{H}'')\,\nabla\mu]\,dv + \frac{\partial}{\partial t}\int_V \left[\mathbf{D}'\times\mathbf{B}'' + \mathbf{D}''\times\mathbf{B}'\right] dv. \tag{90}$$

Făcînd ca cele două soluții să coincidă, se obține legea conservării impulsului electromagnetic. Sub formă locală ea se scrie

$$\operatorname{div} {}^2\mathbf{S} = \mathbf{f}'_e + \mathbf{f}'_m + \frac{\partial\mathbf{g}}{\partial t} \tag{91}$$

unde

$$\mathbf{f}'_e = \rho\,\mathbf{E} + \frac{1}{2}E^2\nabla\varepsilon \tag{92}$$

$$\mathbf{f}'_m = \mathbf{j}\times\mathbf{B} + \frac{1}{2}H^2\nabla\mu. \tag{93}$$

Transcrierea sub formă globală rezultă imediat din (90).

11. Relațiile de reciprocitate (89) și (90) permit a arăta ușor că principiul suprapunerii efectelor se poate aplica la legea de conservare a impulsului electromagnetic, în cazul mediilor izotrope, la care în fiecare punct și moment inducțiile sînt proporționale cu mărimile primare.

Astfel, dacă

$$\mathbf{E} = \Sigma \mathbf{E}_i \qquad \mathbf{H} = \Sigma \mathbf{H}_i \tag{28}$$

introducînd aceste relații în (91), și ținînd seama de (89), rezultă

$$\Sigma_i \operatorname{div} {}^2\mathbf{S}_i = \Sigma_i \left[\mathbf{f}'_{e,i} + \mathbf{f}'_{m,i} + \frac{\partial \mathbf{g}_i}{\partial t} \right] \tag{94}$$

unde

$$\mathbf{f}'_{e,i} = \rho_i \mathbf{E}_i + \frac{1}{2} E_i^2 \nabla \varepsilon \tag{95}$$

$$\mathbf{f}'_{m,i} = \mathbf{j}_i \times \mathbf{B}_i + \frac{1}{2} H_i^2 \nabla \mu \tag{96}$$

$\mathbf{g}_i$ fiind dat de (77), iar ${}^2\mathbf{S}_i$ de (80).

Expresia integrală corespunzătoare se obține în mod similar.

12. Pentru a obține formula de reciprocitate care interesează în legea de conservare a energiei, se pleacă de la relațiile

$$(\nabla \times \mathbf{E}') \cdot \mathbf{H}'' + \frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t} \cdot \mathbf{H}'' = 0 \qquad (\nabla \times \mathbf{E}'') \cdot \mathbf{H}' + \frac{\partial \mathbf{B}''}{\partial t} \cdot \mathbf{H}' = 0$$

$$(\nabla \times \mathbf{H}') \cdot \mathbf{E}'' - \frac{\partial \mathbf{D}'}{\partial t} \cdot \mathbf{E}'' = \mathbf{j}' \cdot \mathbf{E}'' \qquad (\nabla \times \mathbf{H}'') \cdot \mathbf{E}' - \frac{\partial \mathbf{D}''}{\partial t} \cdot \mathbf{E}' = \mathbf{j}'' \mathbf{E}'. \tag{97}$$

Adunînd prima și a treia ecuație, scăzînd din total a doua și a patra, și ținînd seama de identitatea vectorială

$$\nabla \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{b} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) - \mathbf{a} \cdot (\nabla \times \mathbf{b}) \tag{98}$$

unde a și b sînt doi vectori, se obține

$$\nabla \cdot [\mathbf{E}' \times \mathbf{H}'' + \mathbf{E}'' \times \mathbf{H}] + \frac{\partial}{\partial t} [\mu_{t_0} \mathbf{H}' \cdot \mathbf{H}'' + \varepsilon_{t_0} \mathbf{E}' \cdot \mathbf{E}'' + 2\mu (\mathbf{H}\mathbf{H}'')_{t_0} +$$

$$+ 2\varepsilon (\mathbf{E}' \cdot \mathbf{E}'')_{t_0}] = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}'' - \mathbf{j}'' \cdot \mathbf{E}' \tag{99}$$

unde indicele t_0 arată că mărimea respectivă se consideră constantă în raport cu timpul în momentul t_0 pentru care s-a scris relația (99).

Făcînd ca cele două soluții să coincidă, se obține legea de conservare a energiei electromagnetice pentru mediile izotrope, la care există o relație de proporționalitate între inducții și vectorii primari ai cîmpului

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) + \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} \mu_{t_0} H^2 + \frac{1}{2} \varepsilon_{t_0} E^2 + \mu E_{t_0}^2 + \varepsilon E_{t_0}^2 \right] = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \tag{100}$$

Această formulă arată că în cazul mediilor la care «constantele» ε și μ variază în timp, densitatea de energie a cîmpului diferă de densitatea cîmpului dintr-un mediu la care ε și μ sînt constante în timp, în care caz se aplică relațiile (15) și (16). Aceasta provine din faptul că variația densității de energie a cîmpului în cazul mediilor la care ε și μ pot varia, este

$$\delta W = \mathbf{E}\cdot\delta\mathbf{D} \times \mathbf{H}\cdot\delta\mathbf{B} = \varepsilon\mathbf{E}\,\delta\mathbf{E} + E^2\delta\varepsilon + \mu\,\mathbf{H}\,\delta\mathbf{H} + \mathbf{H}^2\delta\mu. \tag{101}$$

Pentru a arăta că principiul suprapunerii efectelor se aplică legii de conservare a energiei electromagnetice — în condițiile specificate — se introduce (28) în (101). Ținînd seama de (99), printr-un calcul imediat rezultă

$$\sum_i \left\{ \nabla(\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i) - \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{1}{2}\mu_{t_0} H_i^2 + \frac{1}{2}\varepsilon_{t_0} E_i^2 + \mu H_{i,t_0}^2 + \varepsilon E_{i,t_0}^2\right]\right\} = -\sum_i \mathbf{j}_i \cdot \mathbf{E}_i \tag{102}$$

ceea ce demonstrează că principiul suprapunerii efectelor se aplică legii de conservare a energiei electromagnetice chiar în acest caz general.

13. Liniile de transmisiuni se pot trata în mod analog. Plecăm pentru aceasta de la ecuațiile telegrafiștilor înmulțite convenabil cu mărimile (18, I);

$$\begin{aligned} -\frac{\partial u'}{\partial x} i'' - \frac{\partial (Li')}{\partial t} i'' &= Ri'\,i'' - \frac{\partial u''}{\partial x} i' - \frac{\partial (Li'')}{\partial t} i' = Ri'\,i'' \\ -\frac{\partial i'}{\partial x} u'' - \frac{\partial (Cu')}{\partial t} u'' &= Gu'\,u'' - \frac{\partial i''}{\partial x} u' - \frac{\partial (Cu'')}{\partial t} u'' = Gu'\,u''. \end{aligned} \tag{103}$$

Adunînd între ele toate ecuațiile și schimbînd semnele, se obține

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}[u'\,i'' + u''\,i'] + \frac{\partial}{\partial t}[L_{t_0} i'\,i'' + C_{t_0} u'\,u'' + 2L(i'\,i'')_{t_0} + 2C(u'\,u'')_{t_0}] = \\ = -2R\,i'\,i'' - Gu'\,u''. \end{aligned} \tag{104}$$

Făcînd ca cele două soluții să coincidă, se obține legea de conservare a energiei electromagnetice la liniile de transmisiuni neuniforme, și cu parametrii variabili în timp

$$\frac{\partial}{\partial x}(u\,i) + \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{1}{2} L_{t_0} i^2 + \frac{1}{2} C_{t_0} u^2 + L(i^2)_{t_0} + C(u^2)_{t_0}\right] = -Ri^2 - Gu^2. \tag{105}$$

Relația de reciprocitate (104) permite a arăta că principiul suprapunerii efectelor se poate aplica legii de conservare a energiei pe linia neuniformă și cu parametrii variabili în timp.

Introducînd

$$u = \sum u_j \qquad i = \sum i_j \tag{39}$$

în (106), și ținînd seama de (104), rezultă

$$\begin{aligned} \sum \frac{\partial}{\partial x}(u_j\,i_j) + \sum \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{1}{2} L_{t_0} i_j^2 + \frac{1}{2} C_{t_0} u_j^2 + L(i_j^2)_{t_0} + C(u_j^2)_{t_0}\right] = \\ = \sum [-Ri_j^2 - Gu_j^2]. \end{aligned} \tag{106}$$

14. Problemele relative la impuls se studiază înmulțind ecuațiile telegrafiștilor scrise sub formă valabilă chiar în cazul în care parametrii primari ai liniei sînt funcții de timp — așa cum s-a procedat de altfel și în paragraful 13 — cu grupul de soluții (18,II)

$$\begin{aligned} -\frac{\partial u'}{\partial x}Cu'' - \frac{\partial (Li')}{\partial t}Cu'' &= Ri'\,Ci'' \qquad -\frac{\partial u''}{\partial x}Cu' - \frac{\partial (Li'')}{\partial t}Cu' = Ri''\,Ci' \\ -\frac{\partial i'}{\partial x}Li'' - \frac{\partial (Cu')}{\partial t}Li'' &= Gu'\,Li'' \qquad -\frac{\partial i''}{\partial x}Li' - \frac{\partial (Cu'')}{\partial t}Li' = Gu''\,Li'. \end{aligned} \tag{107}$$

Adunînd între ele toate relațiile (107), și schimbînd semnele, după calcule simple se ajunge la

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x}[C\,u'\,u'' + L\,i'\,i''] + \frac{\partial}{\partial t}[(Li')(Cu'') + (Li'')(Cu')] = \\ &= -(Cu')(Ri'') - (Cu'')(Ri') - (Li')(Gu'') - (Li'')(Gu') + \\ &\qquad + (u'\,u'')\frac{\partial C}{\partial x} + (i'\cdot\,i'')\frac{\partial L}{\partial x}. \end{aligned} \tag{108}$$

Făcînd ca cele două soluții să coincidă, se obține legea de conservare a impulsului electromagnetic, pe liniile de transmisiuni

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{2}Cu^2 + \frac{1}{2}Li^2\right] + \frac{\partial}{\partial t}[(Li)(Cu)] = -(Cu)(Ri) - (Li)(Gu) + \\ &\qquad + \frac{1}{2}u^2\frac{\partial C}{\partial x} + \frac{1}{2}i^2\frac{\partial L}{\partial x}. \end{aligned} \tag{109}$$

Analogia dintre (109) și legea corespunzătoare (91), este izbitoare. Putem face ca analogia să fie și mai pronunțată, dacă schimbăm sensul axei x-ilor, așa cum de altfel se și obișnuiește adeseori. Cu această schimbare se obține

$$div\ {}^2_l\mathbf{S} = {}_l\mathbf{f}'_e + {}_l\mathbf{f}'_m + \frac{\partial_l \mathbf{g}}{\partial t} \tag{110}$$

unde: ${}^2_l\mathbf{S}$ este — formal — un «tensor» de componente

$${}^2_l S_{j,k} = Cu_j\,u_k + Li_j\,i_k - \frac{1}{2}\delta_{jk}(Cu^2) - \frac{1}{2}\delta_{jk}(Li^2) \qquad (u_1 = u;\ i_1 = i) \tag{111}$$

$${}_l\mathbf{f}'_e = (Cu)(Ri) + \frac{1}{2}u^2\frac{\partial C}{\partial x}\frac{\mathbf{i}}{i} \tag{112}$$

$${}_l\mathbf{f}'_m = (Li)(Gu) + \frac{1}{2}i^2\frac{\partial L}{\partial x}\frac{\mathbf{i}}{i} \tag{113}$$

$${}_l\mathbf{g} = (Li)(Cu) \tag{114}$$

Relația de reciprocitate (108) permite a arăta că principiul suprapunerii efectelor se aplică legii de conservare a impulsului electromagnetic. Introducînd pe (39) în (110) în ținînd seama de (108), se poate scrie

$$\sum \operatorname{div} {}_l^2\mathbf{S}_j = \sum \left[{}_l\mathbf{f}'_{e,j} + {}_l\mathbf{f}'_{m,j} + \frac{\partial\, {}_l\mathbf{g}}{\partial t} \right] \tag{115}$$

unde indicele j ce afectează mărimile din (115) arată că ele se obțin din (111) — (114) introducînd în aceste formule perechi de mărimi avînd ambele indicele j.

15. Sensul fizic al relațiilor de reciprocitate se degajă din cele expuse pînă acum. Ele arată că în mediile izotrope, neomogene și în regim nepermanent, în care există o relație de proporționalitate între mărimile primare de cîmp, și inducțiile respective, atunci cînd în mediu coexistă mai multe cîmpuri electromagnetice, energiile și impulsurile ce rezultă prin interacțiunea unui cîmp cu celălalt se compensează reciproc, astfel încît principiul suprapunerii efectelor se poate aplica și legii de conservare a energiei, și legii de conservare a impulsului electromagnetic. În mod analog stau lucrurile pentru liniile de transmisiuni neuniforme și în regim nepermanent.

Studiul liniilor de transmisiuni, în paralel cu studiul cîmpului electromagnetic în mediile izotrope, arată strînsa legătură care există între aceste două situații; ecuațiile care se obțin sînt formal identice, și analogia între fenomenele de propagare în mediile izotrope, și pe liniile de transmisiuni, este foarte adîncă. Asupra acestei probleme vom reveni.

Ținem însă a sublinia de pe acum sensul fizic al ecuațiilor de definiție (112) și (113): ele pun în evidență existența unor forțe ce se exercită la linii. Termenul Cu reprezintă sarcina ce se află pe unitatea de lungime a liniei; termenul Ri reprezintă cîmpul electric în interiorul conductorului liniei; termenul Li reprezintă fluxul produs de o porțiune a liniei, de lungime unitară; termenul Gu reprezintă curentul ce trece de la un fir la altul al liniei, pe o lungime unitară.

În forța electrică se disting doi termeni: un termen care provine din acțiunea cîmpului din conductor asupra sarcinilor din conductor, iar al doilea provine din neuniformitatea liniei. Situația este analogă cu forțele electrice din cazul cîmpurilor electromagnetice, la care forța electrică totală este suma a doi termeni: unul ce provine din acțiunea cîmpului asupra sarcinilor, iar al doilea din neomogenitatea dielectricului.

Și în forța magnetică se disting tot doi termeni: unul care provine din acțiunea fluxului Li asupra curentului Gu și altul ce provine din neuniformitatea liniei.

Ecuațiile de definire (112) — (114) se pot pune sub o formă mai sugestivă, astfel

$$ {}_l\mathbf{f}'_e = Q\mathbf{E} + \frac{1}{2} u^2 \nabla C \tag{116}$$

$$ {}_l\mathbf{f}'_m = \Phi\mathbf{I} + \frac{1}{2} i^2 \nabla L \tag{117}$$

$$ {}_l\mathbf{g} = \Phi Q \tag{118}$$

unde Q este sarcina pe unitatea de lungime a liniei, $\mathbf{E}$ cîmpul electric în conductor, I curentul de fugă de la un conductor al liniei la celălalt, Φ fluxul magnetic produs de unitatea de lungime a liniei. Deoarece u este un scalar, iar $\mathbf{i}$ un vector, ca și $\mathbf{I}$, se vede ușor că forțele acționează în direcția axei x.

16. Studiul întreprins ne permite să tragem o serie de concluzii.

a) Principiul suprapunerii efectelor se poate aplica atît legii de conservare a energiei, cît şi legii de conservare a impulsului; aceasta atît pentru cîmpul electromagnetic în medii izotrope, chiar neomogene şi în regim nepermanent, cît şi pentru liniile de transmisiuni, chiar şi neuniforme şi în regim nepermanent — cu condiţia ca la cîmpuri legătura între **B** şi **H**, **D** şi **E** să fie liniară, să nu existe fenomene de hysteresis, de viscozitate sau de creditare, şi de asemenea ca ε şi μ să nu depindă de frecvenţă sau intensitatea cîmpului, adică pe scurt ε şi μ să fie funcţii numai de punct şi moment — iar la linii ca C şi L să satisfacă aceloraşi condiţii ca şi ε şi μ, din cazul precedent.

b) Metodele dezvoltate de noi în Comunicarea de faţă se pot aplica şi altor fenomene descrise prin sisteme de ecuaţii cu derivate parţiale, în condiţii suficient de generale.

c) Rezultatele obţinute de noi pun în evidenţă existenţa unor profunde analogii ce există între fenomenele descrise prin ecuaţiile cîmpului electromagnetic şi fenomenele descrise prin ecuaţiile liniilor de transmisiuni. Aceste analogii sînt mult mai generale decît analogiile curente care se dau în literatură între propagarea undelor electromagnetice plane şi propagarea semnalelor pe liniile uniforme. Analogiile stabilite de noi arată legătura ce există între cîmpuri în medii foarte generale — şi pentru orice fel de undă — şi propagarea semnalelor pe orice fel de linie — de asemenea în condiţii foarte generale.

d) Studiile întreprinse pun în evidenţă existenţa unor forţe care se exercită asupra liniei de transmisiuni neuniforme — sau cu pierderi. Acest fenomen — ca şi legea corespunzătoare a conservării impulsului pe linii — nu se găsesc descrise în literatura curentă.

Institutul Politehnic, Bucureşti.

ОБОБЩЕНИЕ НЕКОТОРЫХ СООТНОШЕНИЙ ВЗАИМНОСТИ И СОХРАНЕНИЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСТВЕ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

В настоящем сообщении обобщаются некоторые соотношения взаимности и сохранения, ранее установленные автором [2] для электромагнитных полей однородных изотропных недисперсных сред с постоянным режимом и для однородных недисперсных передаточных линий с постоянным режимом. Первые получающиеся обобщения касаются дисперсных линий и сред, но однородных и с постоянным режимом. Результаты получаются путем обобщения метода академика Г. К. Моисила [1]. Установленный здесь метод позволяет доказать, что в указанных условиях можно вывести ряд формул взаимности, обладающих тем свойством, что, если добиться совпадения указанных двух групп решений, получится закон сохранения энергии и закон сохранения импульса.

Авторы переходят затем к более широкому обобщению, касающемуся изотропных сред и каких-либо линий. Для этого исследования применяются новые методы, позволяющие доказать, что даже в этих весьма общих условиях можно еще вывести соотношения взаимности, приводящие затем к закону сохранения энергии соответственно импульса и дающие возможность доказать, что принцип наложения эффектов может быть еще применен к вышеупомянутым законам.

Следует подчеркнуть, что во всех установленных соотношениях предполагается, что постоянные среды соответственно линии представляют собой только функции точки и момента и отнюдь не зависят от величин поля соответственно электрического состояния линии. Если эти условия не удовлетворены, установленные соотношения теряют, конечно, свою силу.

Установленные формулы указывают также на ряд очень близких аналогий, существующих между электромагнитными полями и электрическими состояниями передаточных линий, более близких, чем аналогии, указанные в литературе и относящиеся только к аналогии между распространением плоских волн и передачей сигналов по однородным линиям с постоянным режимом.

Становится очевидным, что в передаточных линиях появляются силы совершенно аналогичные силам, действующим в электромагнитном поле. Появляются таким образом силы, порождаемые взаимодействием между электрическим полем проводов линии и ее нагрузками, силы, возникающие вследствие взаимодействия между магнитным потоком и дисперсионными токами, и, наконец, силы, обязанные своим происхождением неоднородности линии.

GÉNÉRALISATION DE CERTAINES RELATIONS DE RÉCIPROCITÉ ET DE CONSERVATION EN ÉLECTRICITÉ

(RÉSUMÉ)

Dans cette Note, on généralise certaines relations de réciprocité et de conservation, déjà établies par l'Auteur [2], pour les champs électromagnétiques des milieux homogènes, isotropes, non dissipatifs et en régime permanent — ainsi que pour les lignes de transmissions uniformes, non dissipatives et en régime permanent. Les premières généralisations que l'on obtient, concernent les lignes et les milieux dissipatifs, mais homogènes et en régime permanent. On obtient les résultats, en généralisant une méthode de Gr. C. Moisil [1]. La méthode établie ici permet de démontrer que, dans les conditions indiquées, on peut établir une série de formules de réciprocité, qui présentent la propriété, si l'on fait coïncider les deux groupes de solutions, de faire obtenir la loi de la conservation de l'énergie et la loi de la conservation de l'impulsion.

On passe ensuite à une généralisation plus large, concernant les milieux isotropes et les lignes quelconques. Pour cette étude, on utilise de nouvelles méthodes qui permettent de démontrer que, même dans ces conditions très générales, on peut encore déduire des relations de réciprocité qui conduisent ensuite aux lois de la conservation de l'énergie, respectivement de l'impulsion, et permettent de démontrer que le principe de la superposition des effets peut encore être appliqué aux lois en question.

Il est nécessaire de souligner le fait que toutes les relations établies supposent que les constantes du milieu, respectivement de la ligne, sont des fonctions uniquement de point et de moment et qu'elles ne dépendent d'aucune manière des intensités du champ, respectivement de l'état électrique de la ligne. Dans le cas où ces conditions ne sont pas satisfaites, les relations établies ne demeurent évidemment plus valables.

Les formules établies indiquent aussi une série d'analogies profondes qui existent entre les champs électromagnétiques et l'état électrique des lignes de transmission, analogies plus profondes que celles indiquées en littérature et qui n'envisagent que l'analogie entre la propagation des ondes planes et la propagation des signaux sur les lignes uniformes et en régime permanent.

On met ainsi en évidence le fait que sur les lignes de transmission apparaissent certaines forces totalement analogues aux forces qui s'exercent dans le champ électromagnétique. De cette manière, des forces apparaissent grâce à l'interaction entre le champ électrique des conducteurs de la ligne et les charges, forces dues à l'interaction entre le flux magnétique et les courants de dispersion et, en fin, forces dues à la non uniformité de la ligne.

BIBLIOGRAFIE

1. Gr. C. Moisil, Bul. Ştiinţ. Acad. R.P.R., Secţiunea de ştiinţe matematice şi fizice t. III, nr. 2, aprilie-mai-iunie 1951, p. 189.
2. Edmond Nicolau, Bul. Ştiinţ. Acad. R.P.R., Secţiunea de ştiinţe matematice şi fizice, t. IV, nr. 4, octombrie-noiembrie-decembrie 1952, p. 739.
3. — *Curs de circuite, filtre, linii şi antene*, Bucureşti, 1950.
4. — Comunicările Acad. R.P.R., t. III, nr. 11—12, noiembrie-decembrie 1953.
5. — Comunicările Acad. R.P.R., t. 4, nr. 1—2, ianuarie-februarie 1954, p. 25.
6. I. Constantinescu, *Transmisii electromagnetice*, Bucureşti, 1948, p. 91.
7. — *Generalizarea noţiunii de impedanţă şi propagarea undelor prin conducte tubulare*. Bucureşti, 1949.
8. M. I. Rozovski, Dokladî Akad. Nauk SSSR, t. II, 1948, p. 1265.
9. S. Vasilache, Studii şi cercetări matematice, t. III, nr. 3—4, iulie-decembrie 1952, p. 295.
10. *** *Conferinţe de documentare în telecomunicaţii*. Ciclul I. Bucureşti, 1946, p. 271.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 1—2, 1954

O METODĂ «INTEGRALĂ» DE SPECTROMETRIE β CU LIMITARE SUPERIOARĂ A IMPULSULUI*)

DE

E. FRIEDLÄNDER şi E. RUCKENSTEIN

I. Principalul dezavantaj al tuturor spectrometrelor β folosite în prezent constă în intensitatea relativ mică a fasciculelor de electroni focalizate în fanta receptorului (contor G.M.). Acest dezavantaj este inerent oricărui aparat spectral care măsoară un spectru diferenţial. Astfel, de exemplu, în cazul spectrometrelor β magnetice, se înregistrează direct, cu o precizie mai mare sau mai mică, mărimea

$$\Delta N = F(P)\,\Delta P, \tag{1}$$

adică numărul de electroni β cu impulsul cuprins între P şi $P + \Delta P$. Pentru a obţine o bună putere de rezolvare trebuie luat un ΔP foarte mic; în aceste condiţii însă, fluxul de particule ce pătrunde în contor poate fi de acelaşi ordin de mărime cu fondul contorului (mai ales atunci cînd se lucrează cu preparate radioactive puţin intense).

În cele ce urmează, se expune principiul unei metode de spectrometrie β în care se lucrează în permanenţă cu un fascicul intens de particule β pe contor, şi cu o suprafaţă sensibilă a receptorului de dimensiuni relativ mari; spectrul se înregistrează «integral», iar problema puterii de rezolvare este deplasată asupra unei metode de calcul mai mult sau mai puţin comodă.

II. Să considerăm mai întîi cazul idealizat al unui cilindru de rază $2\,R_0$, de lungime infinită şi cu pereţii ideal absorbanţi, situat într-un cîmp magnetic omogen, coaxial, de intensitate H. În fundul, perfect opac, al cilindrului, este practicată o fantă centrală punctiformă, prin care pătrunde în cilindru radiaţia al cărei spectru trebuie determinat. Receptorul, a cărui suprafaţă sensibilă acoperă întreaga secţiune a cilindrului, este situat la infinit.

Traiectoria unui electron cu impulsul P, care pătrunde în cilindru sub un unghi θ cu axa cîmpului, este o elice descrisă de ecuaţiile parametrice

$$\begin{aligned} x &= \rho \sin\theta \cos\varphi, \\ y &= \rho \sin\theta \sin\varphi, \\ z &= \rho \cos\theta \cdot \varphi, \end{aligned} \tag{2}$$

*) Lucrare prezentată în Sesiunea Generală Ştiinţifică a Academiei R.P.R. din iunie 1953.

unde

$$\rho = \frac{P}{eH}, \tag{3}$$

este raza traiectoriei circulare «normale» (adică a particulelor cu $\theta=\pi/2$). Această elice se înfăşoară deci pe un cilindru de rază:

$$\rho^* = \rho \sin \theta, \tag{4}$$

axa cîmpului fiind una din generatoarele acestui cilindru. Condiţia ca o particulă să se propage nestînjenit în lungul cilindrului este evident

$$\rho^* < R_0. \tag{5}$$

Deoarece în orice caz

$$|\sin \theta| < 1, \tag{6}$$

condiţia (5) împarte particulele în două clase:

a) particulele cu $\rho < R_0$ care se propagă nestînjenit, independent de unghiul de incidenţă şi

b) particulele cu $\rho > R_0$ pentru care nu este «permisă» decît o apertură θ_c care rezultă din (4) şi (5)

$$\theta_c = \text{arc sin} \frac{R_0}{\rho}. \tag{7}$$

Prin urmare, în timp ce propagarea particulelor din clasa «a» este independentă de distribuţia lor unghiulară, această distribuţie afectează în mod esenţial propagarea particulelor din clasa «b».

Trecem de la condiţiile «geometrice» de mai sus la caracteristicile mişcării electronilor, introducînd noţiunea de impuls limită

$$P_0 = eHR_0, \tag{8}$$

sau, ţinînd seama de (3)

$$\theta_c = \text{arc sin} \frac{P_0}{P}. \tag{9}$$

Să presupunem că distribuţiile unghiulară şi de impuls ale fasciculului studiat sînt independente (ceea ce este valabil pentru majoritatea cazurilor întîlnite în practică)

$$dN = \psi(\theta) F(P) d\theta dP. \tag{10}$$

Pentru fiecare valoare H a cîmpului magnetic numărul de particule care se propagă nestînjenit în lungul cilindrului va fi
pentru clasa «a»

$$N_a(H) = \int_0^{P_0} F(P) dP, \tag{10'}$$

pentru clasa «b»:

$$N_b(H) = \int_{P_0}^{P_1} \int_0^{\theta_c} \psi(\theta) F(P) d\theta dP, \tag{10''}$$

unde P_1 reprezintă limita superioară a spectrului β continuu.

Pentru o valoare dată a lui H, contorul va înregistra deci, în unitatea de timp, un număr de particule egal cu

$$N(H) = \int_0^{P_0} F(P)\,dP + \int_{P_0}^{P_1} K(P, P_0)\,F(P)\,dP, \tag{11}$$

unde

$$K(P, P_0) = \int_0^{\theta_c} \psi(\theta)\,d\theta. \tag{12}$$

Cazul cel mai important în practică este evident cazul distribuției izotrope

$$\psi(\theta) = \sin\theta, \tag{13}$$

de unde

$$K(P, P_0) = 1 - \cos\theta_c = 1 - \left[1 - \left(\frac{P_0}{P}\right)^2\right]^{1/2} \tag{14}$$

BUCUREȘTI MUZEUL CENTRAL 1948 BIBLIOTECA

Introducînd (14) în (11), obținem

$$N(H) = \int_0^{P_1} F(P)\,dP - \int_{P_0}^{P_1} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P}\right)^2\right]^{1/2} F(P)\,dP. \tag{15}$$

Prima integrală din membrul II al acestei expresii reprezintă numărul total de particule emise de «sursă» (adică pătrunse în cilindru prin fanta de admisie) în unitatea de timp.

$$N_0 = \int_0^{P_1} F(P)\,dP \tag{16}$$

și deci, ecuația (15) ia forma

$$N_0 - N(H) = S(H) = \int_{P_0}^{P_1} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P}\right)^2\right]^{1/2} F(P)\,dP. \tag{15'}$$

Spectrul căutat $F(P)$ este soluția acestei ecuații integrale de speța I-a. Dat fiind că valorile lui $S(H)$ rezultă direct din experiență, cea mai comodă soluție pentru (15') rezidă în aproximarea ecuației integrale printr-un sistem de ecuații algebrice liniare. Facem schimbarea de variabilă

$$\xi = \frac{P}{P_1}, \quad \xi_0 = \frac{P_0}{P_1} \tag{17}$$

și împărțim intervalul de impuls $0 \ldots P_1$ (în noua variabilă $0 \ldots 1$) într-un număr suficient de mare n de segmente egale. Putem scrie atunci în locul ecuației integrale

$$S(\xi_0) = \int_{\xi_0}^{1} [1 - (\xi_0/\xi)^2]^{1/2} F_1(\xi)\,d\xi \tag{15''}$$

un sistem de n ecuaţii de tipul

$$S_k = \sum_{\nu=k}^{\nu=n-1} \left[1 - \left(\frac{k}{\nu + 1/2}\right)^2\right]^{1/2} F_1\left(\frac{\nu}{n}\right)\frac{1}{n}, \tag{18}$$

unde $k = 1,2 \ldots n$.

Dată fiind forma caracteristică a spectrelor β avem

$$S_n = 0. \tag{19}$$

Aceasta înseamnă că sistemul de ecuaţii este «în triunghi» (sau «în scară») şi că valorile lui $F_1\left(\frac{\nu}{n}\right)$ se pot calcula din aproape în aproape.

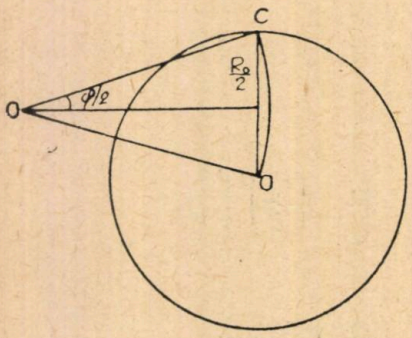


Fig. 1

III. În practică, evident, cilindrul nu este infinit, ci are o lungime bine determinată L. Se poate uşor arăta că în acest caz, ecuaţiei (15′) i se adaugă numai un termen de corecţie, care se calculează în modul următor:

Se împart particulele în două clase mari (fig. 1) şi anume.

«A»: particule cu $\rho^* < R_0$ a căror comportare este descrisă de ecuaţia (15′), şi

«B»: particule cu $\rho^* > R_0$.

În această din urmă clasă distingem două subclase:

«B_1»: particule cu semipasul $\pi\rho\cos\theta < L$, care sînt toate absorbite de pereţii cilindrului, şi

«B_2»: particule cu semipasul $\pi\rho\cos\theta \geqslant L$. Din această clasă vor «trece» numai acele particule care în timpul necesar pentru a parcurge lungimea cilindrului nu au ajuns la pereţi, ceea ce se scrie $\varphi > \varphi_L$, unde

$$\varphi_L = \frac{L}{\rho\cos\theta}. \tag{20}$$

După cum se vede din figură, în triunghiul isoscel $OO'C$ avem:

$$\rho\sin\theta\sin\frac{\varphi}{2} = R_0, \tag{21}$$

de unde se obţine, după calcule simple, condiţia

$$\frac{R_0}{\rho\sin\theta} \geqslant \sin\left(\frac{L}{2\rho\cos\theta}\right). \tag{22}$$

În cazul limită în care în (22) se ia semnul egalităţii, se defineşte un P_c, prin eliminarea lui θ între ecuaţiile

$$\begin{aligned} \pi\rho\cos\theta &= L, \\ \frac{R_0}{\rho\sin\theta} &= \sin\left(\frac{L}{2\rho\cos\theta}\right), \end{aligned} \tag{23}$$

de unde rezultă

$$\rho_c = \left[R_0^2 + \left(\frac{L}{\pi}\right)^2\right]^{1/2} = \alpha R_0, \tag{24}$$

unde

$$\alpha = \left[1 + \left(\frac{L}{\pi R_0}\right)^2\right]^{1/2}. \tag{25}$$

Fracțiunea de particule din clasa «B», care se propagă nestînjenit, va fi deci

$$N_B(H) = \int_{P_c}^{P_1} K(P_0 P) F(P) d P. \tag{26}$$

$N_B(H)$ este tocmai factorul de corecție care adăugat la (15′) ne dă ecuația integrală completă. P_c este impulsul critic corespunzător razei critice «normale» P_c, sau

$$P_c = \alpha P_0. \tag{27}$$

Obținem atunci

$$S_B(H) = \int_{\alpha P_0}^{P_1} \left\{1 - \left[1 - \left(\frac{P_0}{P}\right)^2\right]^{1/2}\right\} F(P) dP. \tag{15‴}$$

Pentru $\alpha P_0 \geqslant P_1$ sau $H \geqslant \frac{P_1}{\alpha e R_0}$ corecția este nulă.

Pentru $L \gg \pi R_0$, $\alpha P_0 \approx P_1$ și factorul $S_B(H)$ este neglijabil. Relația (18) rămîne riguros valabilă pentru valorile

$$P_0 \geqslant \frac{P_1}{\alpha}. \tag{28}$$

Astfel pentru $L = 10 \pi R_0$, $\alpha = 10$ și soluția (18) este valabilă pe $\sim 90\,\%$ din spectru; numai pentru primele 10 % trebuie calculată corecția S_B.

Ca în orice spectrometru β magnetic, cîmpul magnetic maxim necesar e dat de relația cunoscută

$$H_{\max} = \frac{P_1}{eR_0}. \tag{29}$$

IV. Puterea de rezolvare a spectrometrului depinde de următorii factori:

a) Dimensiunile finite ale fantei de admisie. Lărgimea liniei spectrale condiționată de acest efect este, evident, de același ordin ca la spectrometrele diferențiale.

b) Fondul parazitar creat de difuzia electronilor pe pereții cilindrului și de electronii secundari smulși din acești pereți. Dată fiind geometria dispozitivului, se poate prevedea că influența electronilor difuzați trebuie să fie relativ redusă. Într-adevăr, orice electron plecat de pe peretele cilindrului trebuie neapărat să revină pe perete după un unghi $\varphi \leqslant 2\pi$, și are deci șanse relativ mari de a fi absorbit înainte de a ajunge la contor. În ce privește electronii secundari, influența lor poate fi redusă prin îmbrăcarea interioară a cilindrului cu un material ușor (Be, C, Al). O evaluare cantitativă a rolului acestor efecte parazitare va putea fi obținută pe cale experimentală.

c) Numărul n de subintervale în care se împarte intervalul de impuls $0 \ldots P_1$. Mărirea puterii de rezolvare implică (pe lîngă obținerea unui număr mai mare de puncte experimentale) rezolvarea unui sistem de ecuații algebrice (18) corespunzător mai complicat.

Concluzii

1. Este posibilă realizarea unui spectrometru de mare apertură prin înregistrarea «integrală» a spectrului.
2. Spre deosebire de spectrometrele «diferențiale» cu focalizare înaintată, metoda de față se distinge prin simplicitatea geometriei şi prin folosirea unui cîmp omogen.
3. Marea intensitate a fasciculului emergent (măsurat) face posibilă folosirea de preparate radioactive relativ slabe.
4. Puterea de rezolvare depinde într-o mare măsură de gradul de precizie a calculelor numerice.

«ИНТЕГРАЛЬНЫЙ» МЕТОД β-СПЕКТРОМЕТРИИ С ВЕРХНИМ ОГРАНИЧЕНИЕМ ИМПУЛЬСА

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

Предлагается новый метод определения спектров импульсов β-радиоактивных элементов. В отличие от методов, применяемых в на, стоящее время, при которых спектр регистрируется дифференциально-настоящим методом спектр регистрируется интегрально, то есть регистрируются все электроны, описывающие в однордном магнитном поле спиральные траекории с радиусом, меньшим данной величины R_0. Пусть $\beta_0 = eHR_0$ —предельный импульс, соответствующий этому радиусу при величине H магнитного поля, β_1 —верхний предел β спектра и N_0 —число β-частиц, излучаемых источником в единицу времени внутри телесного угла 2π. Определение импульсного спектра $F(P)\,dP$ сводится тогда к определению кривой $N(H)$ и решению интегрального уравнения первого рода вида

$$S(H) = N_0 - N(H) = \int_{P_0}^{P_1} \sqrt{\left(1 - \frac{(P_0)^2}{P^2}\right)} F(P)\,dP \qquad (I)$$

Решение находится путем аппроксимирования уравнения (1) системой линейных алгебраических уравнений вида

$$S_k = \sum_{\nu=k}^{\nu=n-1} \sqrt{1 - \left(\frac{k}{\nu + \frac{1}{2}}\right)^2} F_1\left(\frac{\nu}{n}\right) \cdot \frac{1}{n}, \quad \text{где } k = 1, 2 \ldots n.$$

Эта система имеет «треугольный вид» ($S_n = 0$) и может быть решена последовательно от уравнения к уравнению. Разрешающая способность метода зависит прежде всего от числа подинтервалов (n), на которые разделяется импульсный интервал $0 \ldots P_1$. Предлагаемый метод

дает возможность работать с радиоактивными препаратами гораздо более слабыми, чем это допускают дифференциальные методы, а трудности получения необходимой разрешающей способности переносятся на более или менее удобную вычислительную операцию.

UNE MÉTHODE «INTÉGRALE» DE SPECTROMÉTRIE β AVEC LIMITATION SUPÉRIEURE DE L'IMPULSION

(RÉSUMÉ)

On propose une méthode nouvelle pour déterminer les spectres d'impulsion des éléments β-radioactifs. A l'opposé des méthodes utilisées actuellement, dans lesquelles le spectre est enregistré différentiellement, dans la méthode présente le spectre est enregistré intégralement, c'est-à-dire qu'on enregistre tous les électrons qui décrivent, dans un champ magnétique homogène, des trajectoires hélicoïdales au rayon inférieur à une valeur donnée R_0. Soit $\beta_0 = e H R_0$ l'impulsion-limite correspondant à ce rayon, la valeur du champ étant H, P_1 la limite supérieure du spectre β et N_0 le nombre des particules β émises par une source par unité de temps dans l'angle solide 2π. La détermination du spectre d'impulsion $F(P)\,dP$ se réduit alors à l'enregistrement de la courbe $N(H)$ et la résolution de l'équation intégrale de première espèce

$$S(H) = N_0 - N(H) = \int_{P_0}^{P_1} \sqrt{1 - \left(\frac{P_0}{P}\right)^2}\, F(P)\,dP. \qquad (1)$$

On obtient la solution par l'approximation de l'équation (1) à l'aide d'un système d'équations algébriques linéaires:

$$S_k = \sum_{\nu=k}^{\nu=n-1} \left[1 - \left(\frac{k}{\nu + 1/2}\right)^2\right]^{1/2} F_1\left(\frac{\nu}{n}\right)\frac{1}{n}, \quad \text{où } k = 1,\ 2 \ldots n.$$

Ce système est «en triangle» ($S_n = 0$) et peut être résolu de proche en proche. Le pouvoir résolutif de la méthode dépend en premier lieu du nombre (n) de sous-intervalles dans lesquels on divise l'intervalle d'impulsion $0 \ldots P_1$. Par rapport aux méthodes différentielles, cette méthode permet de travailler avec des sources radioactives beaucoup plus faibles, et les difficultés qui s'opposent à l'obtention d'un bon pouvoir résolutif sont rejetées sur une opération de calcul plus ou moins commode.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Anul V, nr. 1—2, 1954

DESPRE PROCESELE DE TRANSPORT DE CĂLDURĂ *)

DE

E. RUCKENSTEIN

I. DESPRE ECUAŢIILE DE TRANSPORT DE CĂLDURĂ

Problemele de transport în curgere turbulentă pot fi simplificate prin trecerea de la ecuaţii cu caracter local la ecuaţii nelocale. În aceste din urmă ecuaţii apare coeficientul de transport şi în locul temperaturii apar temperaturi medii. În legătură cu ecuaţiile nelocale se pun două probleme:

a) stabilirea unei dependenţe între temperaturile medii;

b) construirea unei teorii pentru coeficientul de transport.

Să considerăm, de exemplu, transportul de căldură de la un fluid în curgere turbulentă printr-un tub.

Presupunînd simetrie cilindrică, dintr-un bilanţ termic rezultă că temperatura T, la distanţa x de la intrare şi y de centrul conductei, satisface următoarea ecuaţie cu derivate parţiale:

$$\rho c_p \left(y \frac{\partial T}{\partial \theta} + y u \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left[y (\lambda + \rho c_p \varepsilon) \frac{\partial T}{\partial y} \right], \tag{1}$$

θ fiind timpul, ρ masa specifică, c_p căldura specifică la presiune constantă, $u = u(y)$ viteza, λ conductibilitatea termică şi ε difuzivitatea termică aparentă de turbulenţă.

Simplificările utilizate în scrierea ecuaţiei (1) sînt obişnuite, aşa că nu le mai discutăm.

Să multiplicăm ecuaţia (1) cu $2\pi dy$ şi să integrăm între 0 şi R, R fiind raza conductei. Deoarece $\varepsilon = 0$ pentru $y = R$, se obţine

$$\rho c_p \frac{\partial}{\partial \theta} \int_0^R 2\pi y T \, dy + \rho c_p \frac{\partial}{\partial x} \int_0^R 2\pi y u T \, dy = 2\pi R \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=R}. \tag{2}$$

Cu ajutorul ecuaţiei (2) se introduc două temperaturi medii. Prima integrală introduce temperatura medie pe secţiune

$$T'_m = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi y T \, dy,$$

*) Această lucrare, exceptînd partea legată de articolul lui Reichard, a constituit obiectul unei Comunicări la Institutul de fizică la data de 23 iunie 1951.

a doua integrală temperatura medie de amestec

$$T_m = \frac{1}{\pi R^2 u_m} \int_0^R 2\pi\, yu\, T\, dy,$$

u_m fiind viteza medie.

Introducînd şi coeficientul de transport α, ecuaţia (2) devine

$$\rho\, c_p \frac{\partial T_m}{\partial \theta} + \rho\, c_p\, u_m \frac{\partial T_m}{\partial x} = \frac{2}{R} \alpha (T_p - T_m), \tag{3}$$

T_p fiind temperatura la perete.

Ecuaţia (3) este ecuaţia nelocală corespunzătoare ecuaţiei locale (1).

a) În literatura care ne este cunoscută, nu se găsesc rezultate din care să putem trage o concluzie precisă în legătură cu dependenţa dintre temperaturile T_m şi T'_m. Există însă unele rezultate în legătură cu raportul $(T_m - T_p)/(T_c - T_p)$, T_c fiind temperatura în centrul conductei. Din tabloul pentru acest raport, care este luat din lucrarea lui M. I a k o b [1], este destul de plauzibil să tragem concluzia că cele două temperaturi medii sînt practic egale, pentru numere Prandtl şi numere Reynolds care nu sînt prea mici*). Cel puţin pentru aceste cazuri, avem

$$\rho\, c_p \frac{\partial T_m}{\partial \theta} + \rho\, c_p\, u_m \frac{\partial T_m}{\partial x} = \frac{2}{R} \alpha (T_p - T_m). \tag{4}$$

Tabloul nr. 1

$$\frac{T_m - T_p}{T_c - T_p}$$

Pr \ Re	5 000	10 000	100 000
0,6	0,795	0,805	0,824
0,8	0,815	0,825	0,840
1,0	0,835	0,840	0,860
5,0	0,925	0,925	0,930
10,0	0,950	0,950	0,955
50,0	0,985	0,985	0,985
100,0	0,990	0,990	0,990
500,0	1,000	1,000	1,000
1000,0	1,000	1,000	1,000

b) Formule teoretice pentru coeficientul de transport au fost obţinute de diverşi cercetători; calea obţinerii acestor formule a fost precizată, în esenţă, de L. P r a n d t l [2] şi Th. K á r m á n [3]. Într-o lucrare recentă [4], am schiţat un punct de vedere diferit. O justificare mai amănunţită a acelui punct de vedere o rezervăm însă unui alt prilej.

*) Pentru numere Prandtl foarte mici ($Pr < 0{,}05$), vom face unele observaţii într-o lucrare ulterioară.

În această lucrare vom încerca să dezvoltăm sub o nouă formă teoria lui Kármán [3], cu scopul de a stabili pe cale teoretică formula lui Hofmann [5]*), care corectează empiric formula lui Prandtl [2].

Tensiunea tangențială τ și cantitatea de căldură q transmisă pe unitatea de suprafață, în unitatea de timp, sînt date de expresiile

$$\frac{\tau}{\rho} = -(\nu + \varepsilon)\frac{du}{dy}$$

și (5)

$$\frac{q}{c_p \rho} = -(a + \varepsilon)\frac{\partial T}{\partial y},$$

ν fiind viscozitatea cinematică și a coeficientul de difuzivitate termică.

Pentru a obține o indicație în legătură cu dependența lui q de y, aproximăm $\frac{\partial T}{\partial \theta}$ și $u\frac{\partial T}{\partial x}$, din ecuația (1), prin valoarea lor medie pe secțiune.

Rezultă că

$$\rho c_p y\left(\frac{\partial T_m}{\partial \theta} + u_m \frac{\partial T_m}{\partial x}\right) \approx -\frac{\partial}{\partial y} yq$$

și deci că $\frac{q}{q_0} \approx \frac{y}{R}$, q_0 fiind valoarea lui q la perete. Deoarece $\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{y}{R}$, τ_0 fiind valoarea lui τ la perete,

$$\frac{q}{\tau} \approx \frac{q_0}{\tau_0}.$$

Să notăm cu i raportul $\frac{\varepsilon}{\nu}$ și cu i_c valoarea acestui raport în centrul conductei. Împărțind ecuațiile (5) și integrînd prin părți, obținem

$$\frac{\tau_0/\rho}{q_0/c_p\rho}\Delta T_c = u_c \frac{\mathrm{Pr} + \mathrm{Pr}\, i_c}{1 + \mathrm{Pr}\, i_c} + (\mathrm{Pr} - 1)\int_0^{i_c} u \frac{\mathrm{Pr}\, di}{(1 + \mathrm{Pr}\, i)^2}, \qquad (6)$$

unde $\Delta T_c = T_c - T_p$, u_c este viteza în centrul conductei și $\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{a}$ = numărul lui Prandtl.

Pentru obținerea ecuației (6) s-a ținut seama de faptul că

$$\frac{\tau}{q} \approx \frac{\tau_0}{q_0}$$

și că viteza la perete este nulă.

*) Lucrarea lui E. Hofmann din Z. ges. Kälteind., 1937, v. 44, p. 99, nu ne-a fost accesibilă. Din informațiile culese din literatură [5] rezultă că corecția adusă de Hofmann are caracter empiric.

Deoarece prin definiție avem $\frac{\tau_0}{\rho} = \frac{f}{2} u_m^2$ și $q_0 = \alpha (T_m - T_p)$, f fiind factorul de frecare și α coeficientul de transport de căldură, ecuația (6) conduce la

$$\frac{\alpha}{\rho c_p u_m} = \frac{\frac{f}{2}}{\frac{\Pr + \Pr i_c \frac{u_c}{u_m}}{1 + \Pr i_c} + (\Pr - 1) \int_0^{i_c} \frac{u}{u_m} \frac{\Pr \, di}{(1 + \Pr i)^2}} \cdot \frac{\Delta T_c}{\Delta T_m} \tag{6'}$$

Cercetările experimentale au arătat că ε crește de la zero, la perete, pînă la o valoare maximă, la o distanță de perete egală cu $\frac{R}{2}$, pentru ca apoi să scadă pînă în centrul conductei.

Să descompunem integrala care apare în (6') în suma a două integrale; una avînd limitele între zero și valoarea maximă a lui i, i_M, și cealaltă avînd limitele între i_M și i_c (i_c = valoarea lui i în centrul conductei).

$$\int_0^{i_c} \frac{u}{u_m} \frac{\Pr \, di}{(1 + \Pr i)^2} = \int_0^{i_M} \frac{u}{u_m} \frac{\Pr \, di}{(1 + \Pr i)^2} + \int_{i_M}^{i_c} \frac{u}{u_m} \frac{\Pr \, di}{(1 + \Pr i)^2}.$$

Deoarece pentru y/R cuprins între 0,5 și 1, $\frac{u}{u_c}$ variază între 0,93 și 1, putem aproxima a doua integrală prin

$$\frac{u_c}{u_m} \int_{i_M}^{i_c} \frac{\Pr \, di}{(1 + \Pr i)^2} = \frac{u_c}{u_m} \left[\frac{1}{1 + \Pr i_M} - \frac{1}{1 + \Pr i_c} \right].$$

Ținînd seama și de identitatea $\frac{u}{u_m} \equiv \sqrt{\frac{f}{2}} \frac{u}{\sqrt{\tau_0/\rho}}$, (6') devine

$$\frac{\alpha}{\rho c_p u_m} = \frac{\frac{f}{2}}{\frac{\Pr + \Pr i_M \frac{u_c}{u_m}}{1 + \Pr i_M} + (\Pr - 1) \sqrt{\frac{f}{2}} \int_0^{i_M} \frac{u}{\sqrt{\tau_0/\rho}} \frac{\Pr \, di}{(1 + \Pr i)^2}} \cdot \frac{\Delta T_c}{\Delta T_m} \tag{7}$$

Avînd în vedere faptul că, în vecinătatea peretelui,

$$\frac{u}{\sqrt{\tau_0/\rho}} = \psi_1 \left(\frac{(R - y)\sqrt{\tau_0/\rho}}{\nu} \right) \quad \text{și} \quad i = \psi_2 \left(\frac{(R - y)\sqrt{\tau_0/\rho}}{\nu} \right), \quad \psi_1 \text{ și } \psi_2$$

fiind funcții de $\frac{(R - y)\sqrt{\tau_0/\rho}}{\nu}$, rezultă că, în vecinătatea peretelui, $\frac{u}{\sqrt{\tau_0/\rho}} = \psi_3(i)$.

Vom extrapola relația valabilă în vecinătatea peretelui pînă la $i = i_M$. Motivăm acest lucru prin aceea că, dacă numărul lui Prandtl este destul de mare, contribuția esențială la integrală este dată de valorile lui i, care nu sînt nici extrem de mici, nici mari. Deoarece i_M este mare (vom arăta ceva mai jos acest lucru), această extrapolare nu poate introduce o eroare apreciabilă.

Utilizînd figura 1 din articolul lui H. Reichardt [6], am obținut, prin reprezentare în diagramă logaritmică,

$$\psi_3 = 8{,}70\, i^{1/5},$$

pentru $\frac{(R-y)\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}}{\nu}$ cuprins între 10 și 25; pentru $\frac{(R-y)\sqrt{\tau_0/\rho}}{\nu} < 8$, relația noastră dă pentru ψ_3 rezultate ceva prea mari. Utilizarea expresiei de mai sus pentru ψ_3 va conduce la valori ceva prea mari pentru integrala care apare în ecuația (7). Datele pentru $\frac{(R-y)\sqrt{\tau_0/\rho}}{\nu} < 10$ sînt însă prea puțin sigure*). Dacă numărul lui Prandtl este destul de mare, extrapolarea relației de mai sus dincolo de $\frac{(R-y)\sqrt{\tau_0/\rho}}{\nu} > 25$ nu poate introduce o eroare apreciabilă.

Pentru i_M, utilizînd figura 5 din articolul lui Reichardt, obținem

$$i_M = 0{,}075\,\frac{R\sqrt{\tau_0/\rho}}{\nu} \equiv 0{,}075\,\frac{\mathrm{Re}}{2}\sqrt{\frac{f}{2}},$$

Re fiind numărul lui Reynolds.

Pentru a ne face o idee despre ordinul de mărime al lui i_M, să-l calculăm pentru $Re = 50\,000$.

$\frac{f}{2}$ poate fi calculat, în acest caz, cu ajutorul formulei lui Blazius, $\frac{f}{2} = 0{,}0395\,\mathrm{Re}^{-1/4}$.

Se obține $i_M = 0{,}0075\ \mathrm{Re}^{7/8}$. Prin urmare, pentru $\mathrm{Re} = 50\,000$, $i_M \approx 90$.

Deoarece folosim pentru ψ_3 o expresie de forma $\psi_3 = bi^n$, integrala din ecuația (7) devine

$$b\,\mathrm{Pr}^{-n}\int_0^{\mathrm{Pr}\,i_M} (\mathrm{Pr}\,i)^n \frac{d\,\mathrm{Pr}\,i}{(1+\mathrm{Pr}\,i)^2} = b\,\mathrm{Pr}^{-n}\int_0^{\eta_M} \frac{\eta^n\,d\eta}{(1+\eta)^2}.$$

Exponentul n fiind mai mic decît 1, expresia de sub integrală tinde destul de repede către zero, pentru valorile mari ale lui η. Dacă η_M este destul de mare, putem aproxima integrala prin $\int_0^{\infty} \frac{\eta^n\,d\eta}{(1+\eta)^2}$. Cum i_M este întotdeauna mare, η_M este mare dacă numărul lui Prandtl nu este prea mic. Să evaluăm care trebuie să fie ordinul de mărime al lui η_M, pentru ca să putem aproxima integrala prin

$$\int_0^{\infty} \frac{\eta^n\,d\eta}{(1+\eta)^2}.$$

*) Pentru numere Prandtl mari se obține o concordanță mai bună cu experiența dacă se introduce în ecuația (7) relația

$$\frac{u}{\sqrt{\tau_0/\rho}} = b\,i^{1/3}.$$

Este probabil ca această din urmă relație să fie valabilă pentru $\frac{(R-y)\sqrt{\tau_0/\rho}}{\nu} < 10$, deoarece cu cît numărul lui Prandtl este mai mare, cu atît regiunea care contribuie apreciabil la valoarea integralei din ecuația (7) este mai apropiată de perete.

$\int_{\eta_M}^{\infty} \frac{\eta^n\, d\eta}{(1+\eta)^2}$ poate fi majorată prin $\int_{\eta_M}^{\infty} \eta^{-1,8}\, d\eta = 1.25\, \eta_M^{-0,8}$. Punînd expresia care majorează $\int_{\eta_M}^{\infty}$ egală cu 5% din $\int_0^{\infty}$, se obține $\eta_M \approx 60$. Prin urmare, Pr este mic dacă $\mathrm{Pr} < \frac{60}{i_M}$.

Deoarece expresia de mai sus pentru ψ_3 este valabilă pînă la $i \approx 6$, se apreciază ușor că extrapolarea ei dincolo de $\frac{(R-y)\sqrt{\tau_0/\rho}}{\nu} = 25$ nu introduce o eroare apreciabilă dacă $\mathrm{Pr} > 10$.

Cum $0 < n < 1$,

$$\int_0^{\infty} \frac{\eta^n}{(1+\eta)^2}\, d\eta = \beta(1-n,\ 1+n) = \Gamma(1-n)\,\Gamma(1+n) = \frac{n\pi}{\sin n\pi},$$

$\beta(1-n,\ 1+n)$ fiind funcția beta și $\Gamma(1-n)$ funcția gama.

Pe de altă parte, dacă numărul lui Prandtl nu este foarte mic, avem

$$\frac{\mathrm{Pr} + \mathrm{Pr}\, i_M}{1 + \mathrm{Pr}\, i_M} \approx 1.$$

Ecuația (7) devine

$$\frac{\alpha}{\rho c_p u_m} = \frac{f}{2} \frac{\frac{\Delta T_c}{\Delta T_m}}{\frac{u_c}{u_m} + b \frac{n\pi}{\sin n\pi} \sqrt{\frac{f}{2}}\, \mathrm{Pr}^{-n}(\mathrm{Pr}-1)}. \tag{8}$$

Punînd, în sfîrșit, $b = 8{,}70$ și $n = 1/5$, obținem

$$\frac{\alpha}{\rho c_p u_m} = \frac{f}{2} \frac{\frac{\Delta T_c}{\Delta T_m}}{\frac{u_c}{u_m} + 9{,}29 \sqrt{\frac{f}{2}}\, \mathrm{Pr}^{-1/5}(\mathrm{Pr}-1)}. \tag{9}$$

Introducînd pentru $\frac{f}{2}$ formula lui Blazius

$$\frac{f}{2} = 0{,}0395\ \mathrm{Re}^{-1/4},$$

care este valabilă pentru Re cuprins între 10^4 și 10^5, căpătăm

$$\frac{\alpha}{\rho c_p u_m} = \frac{0{,}0395\ \mathrm{Re}^{-1/4} \frac{\Delta T_c}{\Delta T_m}}{\frac{u_c}{u_m} + 1{,}85\ \mathrm{Re}^{-1/8}\, \mathrm{Pr}^{-1/5}(\mathrm{Pr}-1)}. \tag{10}$$

Deoarece

$$\frac{\alpha}{\rho c_p u_m} \equiv \mathrm{Nu}\,\mathrm{Re}^{-1}\,\mathrm{Pr}^{-1},$$

Nu fiind numărul lui Nusselt, rezultă

$$\mathrm{Nu} = \frac{0{,}0395\,\mathrm{Re}^{3/4}\,\mathrm{Pr}\,\dfrac{\Delta T_c}{\Delta T_m}}{\dfrac{u_c}{u_m} + 1{,}85\,\mathrm{Re}^{-1/8}\,\mathrm{Pr}^{-1/5}(\mathrm{Pr}-1)}. \tag{11}$$

În primul rînd, subliniem faptul că formula (8) este de aceeaşi formă cu formula empirică a lui Hofmann [5]. Acest autor a corectat empiric formula lui Prandtl, această din urmă formulă nefiind în concordanţă cu experienţa decît pentru numere Prandtl într-un interval îngust în jurul lui 2.

Hofmann propune formula

$$\mathrm{Nu} = \frac{0{,}0395\,\mathrm{Re}^{3/4}\,\mathrm{Pr}}{1 + 1{,}5\,\mathrm{Re}^{-1/8}\,\mathrm{Pr}^{-1/6}(\mathrm{Pr}-1)}. \tag{12}$$

În tabloul nr. 2, comparăm formulele (11) şi (12).

Tabloul nr. 2

Nu

Re / Pr	10 000		50 000	
	Form. (11)	Form. (12)	Form. (11)	Form. (12)
5	71,5	80,5	272,5	300,0
10	90,3	99,0	343,5	379,5
50	139,5	150,5	563,0	605,0
100	166,0	173,0	675,0	701,5
300	207,0	212,7	843,0	863,7

Rezultatele pe care le dă formula noastră sînt destul de apropiate de cele obţinute cu ajutorul formulei lui Hofmann. Menţionăm faptul că pînă la $\mathrm{Pr} \approx 50$, formula noastră concordă ceva mai bine decît formula lui Hofmann cu formulele empirice ale lui Kraussold [7]. (A se vedea în acest sens figura 6 din lucrarea [8]). Formula (11) dă rezultate mai concordante cu experienţa decît formula lui Kármán.

II. TRANSPORTUL DE CĂLDURĂ ÎNTRE DOUĂ SISTEME.

Să rezolvăm următoarea problemă de transport de căldură. Considerăm un fluid S_1, în care se petrece o transformare şi care îndeplineşte condiţiile: 1° nu schimbă materie cu exteriorul, 2° temperatura sa t şi concentraţiile diverşilor componenţi depind numai de timp. Practic, a doua condiţie este realizată cu ajutorul unui agitator, cu turaţie destul de ridicată. S_1 schimbă căldură cu un fluid S_2 care curge cu debit constant, printr-un fascicul de ţevi, sau un serpentin, implîntat în S_1, curgerea sa fiind turbulentă.

Ecuaţia (4) din I este ecuaţia nelocală corespunzătoare fluidului S_2.

Dacă sistemul S_1 este menținut la presiune constantă, cantitatea de căldură primită în timpul $d\theta$ este dată de următoarea ecuație:

$$dQ_1 = \left(\sum_i n_i c'_{p,i} \frac{dt}{d\theta} - r_{p,t} \frac{d\xi}{d\theta} \right) d\theta \equiv \left(n c'_p \frac{dt}{d\theta} - r_{p,t} \frac{d\xi}{d\theta} \right) d\theta, \tag{1}$$

dQ_1 fiind o cantitate de căldură infinitezimală dată sistemului S_1, n_i numărul de moli de component i, $c'_{p,i}$ căldura specifică parțial molară a componentului i la presiune și grad de avansare constante, ξ gradul de avansare al reacției chimice, n numărul total de moli și $r_{p,t}$ căldura de reacție la presiune și temperatură constantă. La volum constant se introduc în (1) modificări corespunzătoare.

Prin definiție,

$$dQ_1 = d\theta \int_A \alpha' (t - T_p)\, dA, \tag{2}$$

α' fiind un coeficient de transport și dA un element infinitezimal de arie. Problema construirii unei teorii pentru acest coeficient de transport, nu a putut fi rezolvată*).

În cele ce urmează vom neglija cantitatea de căldură acumulată în pereții țevilor și vom presupune că vasul, în care se găsește S_1, este perfect izolat.

Dacă dQ_2 este o cantitate de căldură dată sistemului S_2, în unitatea de timp, într-un element de lungime dx,

$$dQ_1 + d\theta \int_0^\beta dQ_2 = 0, \qquad \beta = \begin{cases} u_m \theta \text{ pentru } \theta < \dfrac{l}{u_m} \\ l \text{ pentru } \theta \geqslant \dfrac{l}{u_m} \end{cases} \tag{3}$$

l fiind lungimea unui tub. Dacă sînt mai multe tuburi vom admite că au lungimi egale. Cele două valori pe care le capătă β se datoresc presupunerii că sistemul S_2 pătrunde în țevi la momentul $\theta = 0$.

Avem, în definitiv, următorul sistem de ecuații integro-diferențiale:

$$\frac{\rho S c_p}{Ks} \frac{\partial T_m}{\partial \theta} + \frac{u_m \rho S c_p}{Ks} \frac{\partial T_m}{\partial x} = t - T_m, \tag{4}$$

$$-\frac{n c'_p}{Ks} \frac{dt}{d\theta} + \frac{r_{p,t}}{Ks} \frac{d\xi}{d\theta} = \int_0^\beta (t - T_m)\, dx, \tag{5}$$

K fiind coeficientul total de transport, S secțiunea și s perimetrul tuturor țevilor.

Este comodă introducerea variabilelor nedimensionale

$$\theta^* = \frac{\theta}{\tau} \quad \text{și} \quad x^* = \frac{x}{\chi},$$

unde

$$\tau = \frac{\rho S c_p}{Ks} \quad \text{și} \quad \chi = \frac{u_m \rho S c_p}{Ks} = u_m \tau.$$

*) Au putut fi obținute în schimb, unele rezultate în legătură cu problema coeficientului de transport de la un fluid conținut într-un vas la peretele vasului, cînd fluidul este amestecat cu ajutorul unui agitator cu turație destul de ridicată.

Să notăm

$$M = \frac{nc'_p}{\rho S c_p \chi}, \quad N = \frac{r_{p,t}}{\rho S c_p \chi} \text{ și } l^* = \frac{l}{\chi}.$$

Între M și l^* există relația

$$M = l^* \frac{nc'_p}{\rho S l c_p} \equiv l^* Z.$$

Z reprezintă raportul dintre echivalentul în apă al sistemului S_1 și echivalentul în apă al unei cantități de fluid S_2 care ar umple țevile.

Ecuațiile (4) și (5) devin

$$\frac{\partial T_m}{\partial \theta^*} + \frac{\partial T_m}{\partial x^*} = t - T_m, \tag{6}$$

$$-M\frac{dt}{d\theta^*} + N\frac{d\xi}{d\theta^*} = \int_0^{\beta^*} (t - T_m)\, dx^* \qquad \beta^* = \begin{cases} \theta^* \text{ pentru } \theta^* < l^* \\ l^* \text{ pentru } \theta^* \geqslant l^*. \end{cases} \tag{7}$$

Avem, pe de altă parte, următoarele condiții inițiale

$$t = t_0 \text{ pentru } \theta^* = 0 \tag{8}$$

și

$$T_m = T_0(\theta^*) \text{ pentru } x^* = 0. \tag{9}$$

Din (6) și (9) se obține*)

$$T_m = T_0(\theta^* - x^*)\, e^{-x^*} + e^{-\theta^*} \int_{\theta^* - x^*}^{\theta^*} e^{\mu} t(\mu)\, d\mu. \tag{10}$$

Eliminînd pe T_m între ecuațiile (7) și (10), se obține următoarea ecuație integro-diferențială:

$$M\frac{dt}{d\theta^*} + \beta^* t - N\frac{d\xi}{d\theta^*} = \int_0^{\beta^*} e^{-x^*} T_0(\theta^* - x^*)\, d x^* + \\ + e^{-\theta^*} \int_0^{\beta^*} dx^* \int_{\theta^* - x^*}^{\theta^*} e^{\mu} t(\mu)\, d\mu \qquad \beta^* = \begin{cases} \theta^* \text{ pentru } \theta^* < l^* \\ l^* \text{ pentru } \theta^* \geqslant l^*. \end{cases} \tag{11}$$

Vom considera cazul

$$\frac{d\xi}{d\theta} = 0 \text{ și } T_0 = \text{constantă}.$$

Această problemă se găsește rezolvată pe o altă cale și în lucrarea lui A. G. Kasatkin [9], unde se dă însă numai o soluție aproximativă. Vom soluționa aceeași problemă într-o aproximație mai bună.

*) Atragem atenția asupra faptului că $T_0(\theta^* - x^*)$ se citește T_0 funcție de $\theta^* - x^*$.

Neglijînd efectul timpului de umplere, putem renunța la prima din ecuațiile (11) și obținem o singură ecuație

$$M\frac{dt}{d\theta^*}+l^* t=T_0(1-e^{-l^*})+e^{-\theta^*}\int_0^{l^*} dx^* \int_{\theta^*-x^*}^{\theta^*} e^{\mu}\, t(\mu)\, d\mu. \tag{12}$$

Renunțarea la prima dintre ecuațiile (11) face ca soluția ecuației (12), care este valabilă pentru $\theta^* > l^*$, să nu mai fie unică, în ecuație figurînd și comportarea funcției $t(\theta^*)$ pentru $\theta^* < l^*$.

Vom alege o soluție a ecuației (12) care satisface condiția inițială (8) și care este plauzibilă din punct de vedere fizic *). Pentru valori foarte mari ale vitezei u_m, coeficientul de transport caloric α devine foarte mare și coeficientul total de transport K va depinde din ce în ce mai puțin de el. Cînd $u_m \to \infty$, K tinde către o limită. Din ecuația (4) rezultă că dacă $u_m \to \infty$, $\frac{\partial T_m}{\partial x} \to 0$ și deci $T_m = T_0$. În acest caz extrem, se obține $t - T_0 = (t_0 - T_0)\, e^{-\frac{\theta^*}{z}}$.

Căutăm pentru ecuația (12) o soluție particulară de aceeași formă cu $e^{-\theta^*/z}$, $t = B + A\, e^{-\omega\theta^*}$.
Introducînd în (12), se obține

$$t = T_0 + A\, e^{-\omega\theta^*}, \tag{13}$$

ω fiind dat de ecuația transcendentă

$$(l^* - \omega M)(1-\omega)^2 = l^*(1-\omega) + e^{-(1-\omega)l^*} - 1. \tag{14}$$

Notînd $\eta = 1 - \omega$, (14) devine

$$l^* Z\eta(\eta-1)\left(\eta+\frac{1}{z}\right) - e^{-\eta l^*} + 1 = 0. \tag{15}$$

Ecuația transcendentă (15) are trei rădăcini reale; o rădăcină dublă zero și o rădăcină η_1 care rămîne să fie determinată grafic. Din aceste rădăcini, se verifică cu ușurință că numai $\eta = \eta_1$ conduce la o soluție a ecuației (12).

Să arătăm că rădăcina η_1 conduce la $\omega = \frac{1}{Z}$ cînd $u_m \to \infty$. Deoarece $l^* = \frac{l}{\chi}$ și $\chi \sim \frac{u_m}{K}$, rezultă că $l^* \sim \frac{K}{u_m}$ și deci că $l^* \to 0$ cînd $u_m \to \infty$.

Pentru $u_m \to \infty$, ecuația (15) devine

$$Z\eta(\eta-1)\left(\eta+\frac{1}{Z}\right)+\eta = 0. \tag{16}$$

Această ecuație algebrică are o rădăcină dublă egală cu zero și o rădăcină egală cu $1-\frac{1}{Z}$ căreia îi corespunde $\omega = \frac{1}{Z}$. Este deci plauzibil ca ecuația (13) cu $\omega = 1-\eta_1$ să fie o soluție aproximativă a problemei noastre.

*) Se va vedea și nota de la p. 133.

Ţinînd seama şi de condiţia iniţială (8), obţinem *)

$$t - T_0 = (t_0 - T_0)\, e^{-\omega_1 \theta^*}, \tag{17}$$

$\omega_1 = 1 - \eta_1$ putînd fi determinat grafic.

O uşoară rearanjare conduce la

$$Q = n\, c_p' (t_0 - t) = \omega_1 ZKsl\, \theta \Delta t_l, \tag{18}$$

unde

$$\Delta t_l = \frac{t_0 - t}{ln \dfrac{t_0 - T_0}{t - T_0}}.$$

Ecuaţia (11) rămîne să fie rezolvată de la caz la caz prin aproximaţii succesive.

О ПРОЦЕССАХ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

В настоящей работе рассматриваются две задачи: первая, относящаяся к переходу от локальных уравнений теплопередачи к нелокальным уравнениям (то есть к уравнениям, в которых появляются коэффициент передачи и разные средние температуры), и вторая, относящаяся к теплопередаче между двумя системами.

I. Как пример первой задачи рассматривается теплопередача от жидкости при турбулентном течении ее в трубе.

Уравнение (3) является уравнением нелокальным, соответствующим локальному уравнению (1). В отношении двух средних температур, входящих в (3), а именно средней температуры на сечении T_m' и средней температуры смеси T_m, автор приходит к заключению, что они практически равны, по крайней мере для не слишком малых чисел Pr и Re. Для коэффициента передачи α устанавливается формула того же вида (9), что и эмпирическая формула Гофмана (уравнение 12).

II. Решается следующая задача теплопередачи при помощи нелокального уравнения (1,4). Система S_1, удовлетворяя нижеследующим условиям: 1° — замкнута; 2° — температура и концентрация различных компонентов зависят только от времени — обменивает тепло с жидкостью S_2, текущей турбулентно с постоянным расходом по пучку труб или по змеевику, погруженному в S_1. Вывести теорию коэффициента теплопередачи от жидкости, смешиваемой в трубе, не удалось.

---

*) Precizări matematice mai ample în legătură cu soluţionarea ecuaţiei integrodiferenţiale (12) şi cu adoptarea soluţiei aproximative (17) vor fi făcute într-o altă lucrare *Transportul de materie în cazul barbotării*, [10], în care s-a ajuns la o ecuaţie de aceeaşi formă cu ecuaţia (12). Deocamdată menţionăm că aproximaţia care se face constă în a admite că (13) cu $\omega = 1 - \eta_1$ este valabilă şi pentru $0 < \theta^* < l^*$.

SUR LES PROCESSUS DE TRANSFERT DE CHALEUR

(RÉSUMÉ)

Dans cette étude on discute deux problèmes: le premier problème ayant trait au passage des équations de transfert à caractère local aux équations non locales (c'est-à-dire aux équations dans lesquelles apparaissent le coefficient de transfert et diverses températures moyennes) et le second problème ayant trait au transfert de chaleur entre deux systèmes.

I. Pour le premier problème, on considère à titre d'exemple le transfert de chaleur d'un fluide en écoulement turbulent par un tuyau.

L'équation (3) est l'équation non locale correspondant à l'équation locale (1). Relativement aux deux températures moyennes qui apparaissent en (3), la température moyenne par section T'_m et la température de mélange T_m, on aboutit à la conclusion qu'elles sont pratiquement égales, tout au moins pour des nombres Pr et Re qui ne sont pas trop petits. Pour le coefficient de transfert α on établit la formule (9), qui est de la même forme que la formule empirique de Hofmann (équation 12).

II. On a résolu le problème de transfert ci-après, en utilisant l'équation non locale (I, 4): un système S_1, satisfaisant aux conditions suivantes: 1° il est fermé, 2° la température et les concentrations des divers composants dépendent uniquement du temps, fait un échange de chaleur avec un fluide S_2 qui s'écoule, à débit constant, par un faisceau de tuyaux, ou bien par un serpentin, planté en S_1, l'écoulement étant turbulent. Le problème de formuler une théorie pour le coefficient de transfert d'un fluide, mélangé par agitation, au tube, n'a pu être résolu.

BIBLIOGRAFIE

1. M. Iakob, *Heat transfer*. Wiley, 1949, New-York.
2. L. Prandtl, Physik. Z., 1928, vol. 29, p. 487.
3. Th. Kármán, Trans. A. S. M. E., 1939, vol. 61, p. 705.
4. E. Ruckenstein, Bul. ştiinţ. Acad. R.P.R., secţiunea de ştiinţe matematice şi fizice, t. III, nr. 4, octombrie, noiembrie, decembrie 1951.
5. D. A. Frank-Kameneţki, Difuziia i teploperedacia v himiceskoi kinetike. Izdatelstvo Akad. Nauk SSSR, Moscova-Leningrad, 1947.
6. H. Reichardt, Z.A.M.M., 1951, vol. 31, p. 208.
7. H. Kraussold, Forschung, 1933, vol. 4, p. 39.
8. E. Hofmann, Forschung, 1940, vol. 11, p. 159.
9. A. G. Kasatkin, *Osnovnîe proţessî i apparatî himiceskoi tehnologhii*. G.H.L., Moscova-Leningrad, ed. a 5-a, 1950.
10. E. Ruckenstein, Revista Univ. Parhon şi Politehnicii Bucureşti, 1955 (sub tipar).

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 1–2, 1954

APLICAŢII ALE COLORIMETRIEI TRICROMATICE LA ANALIZA FLUORESCENTĂ*)

DE

IULIU VIEROŞANU

Orice culoare poate fi caracterizată cantitativ prin sistemul tricromatic de măsură a culorilor [1].

Culorile de fluorescenţă se caracterizau pînă în prezent în mod vag, fără a se folosi posibilităţile oferite de sistemul tricromatic. Există numai încercări sporadice de a încadra culorile de fluorescenţă într-un sistem colorimetric. Unii autori căutau o legătură între absorbţia substanţei fluorescente şi culoarea de fluorescenţă [2]. Ei lucrau cu un colorimetru monocromatic Nutting, indicînd nuanţa spectrală, saturaţia şi strălucirea culorii. De asemenea, se utilizează astăzi în tehnică caracterizarea colorimetrică tricromatică în sistemul normal $X\ Y\ Z$ a luminoforilor pentru lămpi fluorescente.

În lucrarea prezentă am urmărit:

a) Să demonstrăm posibilitatea de caracterizare a soluţiilor substanţelor fluorescente cu ajutorul sistemului tricromatic de măsură a culorilor.

b) Să determinăm concentraţia unei substanţe fluorescente în soluţie, fără folosirea unui etalon, cu ajutorul unui colorimetru tricromatic.

c) Să verificăm posibilitatea determinării concentraţiei în substanţă fluorescentă a unor soluţii binare sau ternare, cu condiţia ca substanţele fluorescente să aibă culori de fluorescenţă diferite.

Această determinare pare posibilă, întrucît orice culoare poate fi reprodusă prin amestecul aditiv a trei culori diferite. Simbolic, se pot scrie astfel aşa-numitele ecuaţii tricromatice unitare:

$$C = r\,R + v\,V + i\,I$$

unde r, v şi i sînt cantităţile relative de culoare roşie, verde şi indigo — etalon — necesare pentru egalarea culorii C. Coeficienţii tricromatici r, v şi i satisfac relaţia

$$r + v + i = 1.$$

Ei caracterizează nuanţa culorilor, nu însă şi strălucirea lor.

În vîrfurile unui triunghi echilateral (fig. 1) se fixează culorile etalon R, V şi I, poziţia punctului figurativ al unei culori C fiind determinată de distanţele r, v şi i de la laturile opuse culorilor etalon respective. Culorile care rezultă din ames-

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 20 octombrie 1953.

tecul optic a două culori date, se găsesc pe dreapta care unește punctele figurative ale culorilor componente.

Colorimetrul tricromatic vizual folosit este cel imaginat de I. Aricescu și R. Grigorovici [3]. El este compus dintr-un mozaic de trei filtre colorate, roșu, verde și indigo (*R*, V și *I*) fixate astfel, pe fotometrul Pulfrich, pe o patină mobilă în două direcții perpendiculare *a* și *b*, încît imaginea mozaicului să se formeze pe diafragma de măsurare a fotometrului (fig. 2).

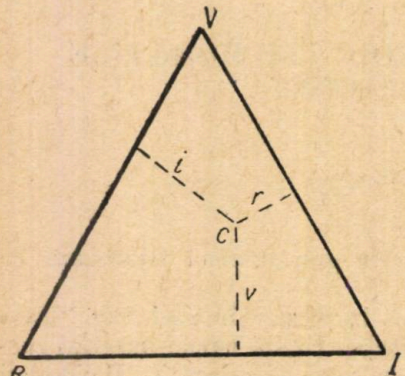


Fig. 1

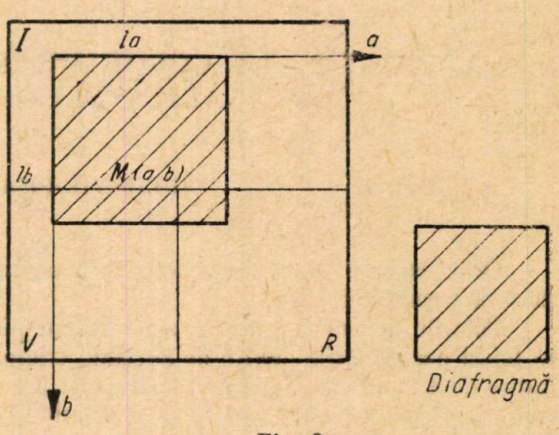


Fig. 2

Deplasarea mozaicului, măsurabilă cu o precizie de 0,05 mm, permite variația raportului de lumină roșie, verde și albastră, care iluminează o jumătate a cîmpului fotometric. Cealaltă jumătate este iluminată de culoarea de măsurat, adică în cazul nostru, de substanța fluorescentă, strălucirea cîmpului putînd fi reglată prin diafragma de măsurare corespunzătoare.

Imaginea diafragmei și a mozaicului se formează în pupila ochiului, iar amestecul de culori, direct pe retină. Acest din urmă fapt asigură o sensibilitate mare a aparaturii și posibilitatea de a o aplica la măsurarea culorii de fluorescență.

Filtrele *R*, *V* și *I* folosite în lucrarea noastră erau filtrele Schott-Iena *R G* 2, *V G* 11 și *B G* 12, toate de 2 mm grosime. Cantitățile unitare *R*, *V* și *I* ale culorilor etalon nu au fost normate astfel, încît amestecul lor în cantități egale să poată da albul de egală energie.

MĂSURĂTORI

Încercările noastre s-au făcut asupra unor soluții de fluoresceină, chinină și rodamină, fluorescența lor fiind excitată cu ajutorul unei lămpi Philora H P W — 120 W cu vapori de Hg, de înaltă presiune, radiația emisă fiind filtrată de un filtru Wood, transparent pentru radiația 365 m μ, radiația căzînd perpendicular pe direcția de observare.

Soluțiile fluorescente erau puse în vasele tip ale fotometrului destinate pentru măsurători de absorbție, păstrîndu-se o înălțime riguros constantă a coloanei de lichid. În același timp concentrațiile soluțiilor au fost suficient de reduse, pentru a asigura o absorbție neglijabilă a radiației excitante pe diametrul coloanei.

Rezultatele măsurătorilor noastre preliminare, care reprezintă media a numai cinci citiri, sînt următoarele:

I. *Soluția cu o singură substanță fluorescentă*

1. Coeficienții tricromatici ai culorii soluției fluorescente date nu depind de concentrația substanței fluorescente, atîta timp cît concentrația este suficient de mică pentru ca fluxul de lumină emis de soluție să fie proporțional cu cantitatea de substanță fluorescentă.

2. Concentrația substanței fluorescente poate fi determinată din valoarea relativă a fluxului luminos emis, acesta putînd fi măsurat prin valoarea deschiderii diafragmei de măsură.

3. Ecuațiile tricromatice ale culorilor de fluorescență ale soluțiilor apoase de fluoresceină, chinină și rodamină sînt respectiv

$$F = 0{,}105\ R + 0{,}940\ V - 0{,}045\ I$$
$$Ch = 0{,}007\ R + 0{,}073\ V + 0{,}920\ I$$
$$Rd = 0{,}706\ R + 0{,}369\ V - 0{,}075\ I.$$

Punctele reprezentative ale acestor culori sînt așezate în diagrama din figura 3. Aceste ecuații pot fi încadrate printr-o transformare simplă în sistemul internațional X Y Z.

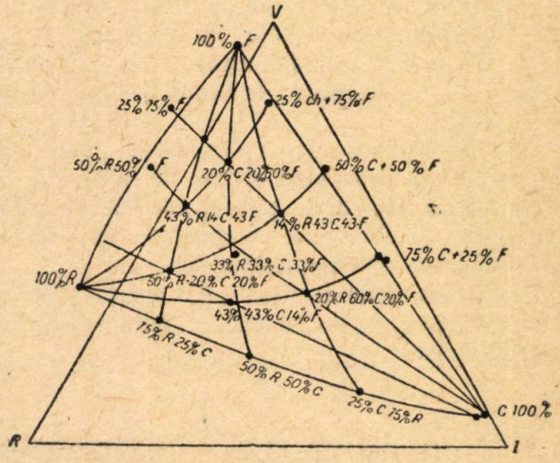


Fig. 3

4. În ceea ce privește precizia de determinare a concentrației, ea este de ordinul 4 % cînd se face o singură citire, dar poate fi redusă la 1 % și chiar mai puțin, dacă se face media mai multor citiri.

5. Măsurătorile se fac în condiții bune, atît timp cît concentrațiile substanțelor fluorescente nu scad sub $10^{-7} - 10^{-8}$ g/cm³.

II. *Soluții binare*

1. Punctele figurative ale culorilor soluțiilor binare de substanțe fluorescente nu se așează în general pe dreapta care unește punctele figurative ale culorilor de fluorescență ale soluțiilor componente, așa cum cere legea aditivității culorilor; aceasta se explică printr-o absorbție reciprocă a radiațiilor emise.

De exemplu în soluțiile de rodamină și chinină, rodamina absoarbe radiațiile albastre și verzi din lumina de fluorescență a chininei. Lipsa de verde se manifestă în diagrama din figura 3 printr-o curbură a liniei care unește punctele figurative ale culorilor soluțiilor binare de rodamină și chinină Rd. Ch. cu concavitatea spre *V* (verde).

2. Poziția punctelor figurative de pe curbe rezultă din legea aditivității strălucirilor. Într-adevăr după cum se vede din diagramă, punctele figurative ale culorilor se îngrămădesc de la chinină spre rodamină, respectiv spre fluoresceină, ale căror soluții erau mai luminoase.

III. *Soluții Ternare*

1. Făcînd amestecuri în care raportul dintre doi componenți rămîne constant și variază numai raportul între suma acestor doi și al treilea component, se obține o rețea de curbe, care permite determinarea concentrației relative a componenților. Figura 3 redă rezultatele obținute în cazul unor amestecuri binare și ternare de fluoresceină, chinină și rodamină.

CONCLUZII

Rezultatele experimentale preliminare arată că obiectivele urmărite, și anume caracterizarea în sistemul tricromatic a culorilor soluțiilor fluorescente și determinarea concentrației soluțiilor a una pînă la trei substanțe fluorescente diferite cu ajutorul metodelor colorimetrice, pot fi atinse.

În continuare, autorul își propune

1. efectuarea unui număr mare de măsurători, care să permită:

a) caracterizarea culorilor de fluorescență ale soluțiilor în sistemul normal X Y Z.

b) trasarea unei rețele dese de puncte figurative la diferite soluții.

2) Elaborarea unui sistem de măsurare bazat pe unități tricromatice astfel alese, încît distanțele pe rețeaua de coordonate triunghiulare corespunzătoare culorilor soluțiilor pure componente să reprezinte direct concentrațiile relative ale substanțelor componente.

Într-un astfel de sistem, din poziția punctului figurativ pe diagramă și deschiderea diafragmei de măsură, trebuie să rezulte simplu concentrațiile absolute ale substanțelor.

ПРИМЕНЕНИЕ ТРЕХЦВЕТНОЙ КОЛОРИМЕТРИИ К ИССЛЕДОВАНИЮ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

Произведенные при помощи трехцветного колориметра типа Арическу-Григоровича [3] предварительные измерения цвета флуоресценции растворов флуоресцеина, хинина и родамина, а также бинарных и третичных их смесей, доказывают возможность охарактеризовать в трехцветной системе цвета флуорсцирующих растворов (рис. 3) и определить концентрацию флуоресцирующих веществ в этих растворах. Автор предполагает распространить эти измерения и выработать трехцветную систему, соответствующую измерениям относительной и абсолютной концентрации, согласно методам трехцветной колориметрии.

APPLICATIONS DE LA COLORIMÉTRIE TRICHROMATIQUE À L'ANALYSE PAR FLUORESCENCE

(RÉSUMÉ)

Des mesures préliminaires, exécutées à l'aide d'un colorimètre trichromatique visuel, du type Aricescu-Grigorovici [3], sur la couleur de fluorescence des solutions de fluorescéine, quinine et rhodamine et de leurs mélanges binaires et ternaires,

montrent la possibilité de caractériser la couleur des solutions fluorescentes dans le système trichromatique (voir fig. 3) et de déterminer les concentrations des substances fluorescentes dans ces solutions. L'Auteur se propose d'étendre les mesures à d'autres substances et d'élaborer un système trichromatique qui permette de mesurer des concentrations relatives et absolues à l'aide de ces méthodes de colorimétrie trichromatique.

BIBLIOGRAFIE

1. M. M. Gurevici, *Ţvet i ego izmerenie*, Izd. Akad. Nauk SSSR, Moscova-Leningrad, 1950.
2. H. George et E. Bayle, C.R., 1924, t. 178, p. 1895.
3. I. Aricescu şi R. Grigorovici, Bul. ştiinţ. Acad. R.P.R., Secţiunea de ştiinţe matematice şi fizice, t. IV, nr. 3, iulie-august-septembrie 1952, p. 617.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 1—2, 1954

CÎTEVA PROBLEME DE ACTINOMETRIE METEOROLOGICĂ *)

DE

MIRCEA HEROVANU

1. Într-o lucrare anterioară am dezvoltat o metodă pentru determinarea a-cel puțin trei coeficienți de extincție monocromatici ai aerosolului atmosferic, din observații actinometrice executate cu filtre optice [1]. Fie I_M şi i_M densitățile de flux solar într-un domeniu spectral dat, după traversarea masei atmosferice M, prin atmosfera reală şi prin una ideală, pură şi uscată. Dacă q'_λ este coeficientul de transmisie al aerosolului pentru lungimea de undă λ, atunci, în conformitate cu cele arătate în lucrarea citată,

$$\frac{I_M}{i_M} = a\, q'^{M}_{\lambda'} + b\, q'^{M}_{\lambda''} + c\, q'^{M}_{\lambda'''}, \tag{1}$$

unde coeficienții a, b şi c sînt funcții de lungimile de undă λ', λ'' şi λ''' şi de

$$\left.\begin{aligned} f_1 &= \frac{1}{i_M}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^2 I_{\lambda 0}\, q_\lambda^M\, d\lambda \\ f_2 &= \frac{1}{i_M}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda\, I_{\lambda 0}\, q_\lambda^M\, d\lambda \end{aligned}\right\}. \tag{2}$$

Prin $I_{\lambda 0}$ s-a notat densitatea de flux la limita superioară a atmosferei, iar cu q_λ coeficientul de transmisie al aerului pur şi uscat. Limitele de integrare sînt limitele între care se determină I_M prin măsurători cu filtre optice. i_M se calculează cu:

$$i_M = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda 0}\, q_\lambda^M\, d\lambda. \tag{3}$$

Trei ecuații de tipul (1), valabile pentru trei domenii spectrale distincte, parțial suprapuse sau alăturate, care în totalitatea lor cuprind pe λ', λ'' şi λ''', permit determinarea coeficienților de transmisie monocromatici. Deci pentru determinarea acestor coeficienți este necesar să se facă determinări actinometrice în trei domenii spectrale. Evident, se vor alege domenii în care nu se produc absorbții selective. În sfîrşit, din coeficienții de transmisie se deduc cei de extincție.

---

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 17 noiembrie 1953.

În ecuația (1) apar ca date ale problemei I_M și M, determinabili, în fiecare caz în parte, apoi i_M și coeficienții a, b și c, aceștia din urmă determinați odată pentru totdeauna. La calcularea acestor mărimi este necesar să se cunoască distribuția energiei în spectrul solar extraterestru, să se găsească o metodă mai justă și mai riguroasă pentru folosirea filtrelor optice și în sfîrșit să se studieze cazul unei eventuale absorbții selective în domeniile spectrale în care se lucrează. Acestea sînt problemele pe care le vom discuta în lucrarea de față.

A. SPECTRUL SOLAR EXTRATERESTRU ȘI CONSTANTA SOLARĂ

2. Distribuția energiei în spectrul solar la limita superioară a atmosferei și constanta solară — adică aria subîntinsă de curba acestei distribuții, exprimată în unități absolute — se determină în stațiile Institutului Smithsonian. Metoda folosită e următoarea:

Dacă $I_{0\lambda}$ este densitatea de flux la limita superioară a atmosferei, $I_{\lambda M}$ densitatea de flux măsurată la sol prin masa atmosferică M iar Q_λ coeficientul de transmisie al atmosferei, atunci conform legii lui Bouguer

$$I_{\lambda M} = I_{\lambda 0}\, Q_\lambda^M \tag{4}$$

Q_λ este produsul a doi factori

$$Q_\lambda = q_\lambda \cdot q'_\lambda \tag{5}$$

unde q_λ e coeficientul de transmisie în atmosfera pură și uscată, iar q'_λ cel privind aerosolul. În formă logaritmică (4) devine

$$\log I_{\lambda M} = \log I_{\lambda 0} + M \log Q_\lambda. \tag{6}$$

Această ecuație reprezintă în sistemul de coordonate $[\log I_{\lambda M}, M]$ o linie dreaptă atîta vreme cît Q_λ rămîne constant. Prin urmare printr-o simplă extrapolare grafică a valorilor lui $\log I_{\lambda M}$ (măsurate la sol la diferiți M) se obține $I_{\lambda 0}$. Stațiile Institutului Smithsonian sînt așezate în regiuni ale globului în care condiția $Q_\lambda = \text{const.}$ este satisfăcută cel puțin pentru intervalul de timp necesar unei determinări (2 — 3 ore). Măsurarea lui $I_{\lambda M}$ se face spectrobolometric, în domeniul 0,346—2,4 μ pentru cîteva zeci de lungimi de undă, în domenii lipsite de absorbții. Cu valorile obținute pentru diferiți $I_{\lambda 0}$ și prin interpolare grafică, se reconstituie curba de distribuție a energiei în spectrul solar extraterestru, în unități relative și pentru domeniul spectral arătat.

Această regiune este în general cea accesibilă unui actinometru. Atunci, dacă la o masă atmosferică M se execută concomitent cu determinările spectrobolometrice o măsurătoare actinometrică, aceasta va da în unități absolute (cal/cm^2 min) valoarea I_M a ariei subîntinse de curba spectrobolometrică la acea masă, A_M. Dacă A_0 e aria subîntinsă de curba spectrobolometrică extrapolată (spectrul solar extraterestru) valoarea extraterestră J_0 pentru domeniul 0,346 — 2,4 μ va fi dată de raportul

$$\frac{J_0}{A_0} = \frac{I_M}{A_M}. \tag{7}$$

Dar valoarea J_0 astfel obținută nu privește decît o parte din spectrul solar; prin urmare e necesar să i se adauge două corecții, una pentru ultravioletul omis (reținut de ozonul atmosferic) și cealaltă pentru infraroșul omis. Aceste corecții au fost

calculate în mai multe rînduri la Institutul Smithsonian, considerîndu-se că soarele radiază ca un corp negru la 6000° A, scăzîndu-se din emisia acestuia absorbția în liniile lui Fraunhofer și normalizînd curba spectrală obținută după valoarea lui J_0. La determinarea acestor două corecții s-au folosit și determinări spectrobolometrice directe, executate pe munți înalți, de o parte și de alta a domeniului 0,346 — 2,4 μ. Prin adăugarea la J_0 a corecțiilor, se obține constanta solară.

În sfîrșit, valoarea acestei constante trebuie corectată de variațiile distanței dintre pămînt și soare, prin reducerea ei la valoarea medie a acestei distanțe (I_0) *).

Prin activitatea neîntreruptă, vreme de o jumătate de secol, a cercetătorilor de la Institutul Smithsonian, în frunte cu Abbot, s-a realizat o treptată ameliorare a metodelor de lucru, obținîndu-se rezultate din ce în ce mai precise. Totuși mai subsistă încă unele dificultăți și incertitudini.

Așa bunăoară, constatîndu-se că pirheliometrul recepționează, din spectrul solar, o arie ceva mai mare decît cea corespunzătoare măsurătorilor spectrobolometrice, ecuația (7) a fost modificată prin introducerea unui termen corectiv ε:

$$\frac{J_0}{A_0} = \frac{I_M}{A_M + \varepsilon}, \tag{8}$$

ceea ce duce la micșorarea lui J_0, deci și a constantei solare, față de valorile anterior stabilite. Corecția comportă o inerentă incertitudine; totuși ea a trebuit aplicată. În cele ce urmează vom numi pe ε corecția pirheliometrică.

3. Pînă în anul 1932, Abbot și colaboratorii săi au folosit ca etalon actinometric pirheliometrul cu curent de apă, instrument absolut care dă densitatea de flux în calorii. Acest etalon primar formează baza «scării pirheliometrice 1913» în care este exprimată constanta solară și la care se reduc observațiile actinometrice executate în diferite stații de pe glob (prin etaloane secundare). În anul 1932, prin folosirea unui pirheliometru perfecționat (cu curent de apă, compensat) s-a constatat că indicațiile primului etalon sînt cu 2,4 % prea mari. Cercetări ulterioare, executate în 1934 și 1948 au confirmat în totul acest lucru. Astfel s-a creat o nouă scară, «scara pirheliometrică 1932».

Pe de altă parte, determinări executate cu începere din 1910 au dat J_0=1,90 cal/cm² min (scara 1913). Totodată corecțiile au fost fixate la 1,58 % pentru *UV* și 0,55 % pentru *IR*, din valoarea lui J_0. Astfel s-a adoptat pentru constanta solară valoarea 1,94 cal/cm² min [2].

După anul 1920 corecțiile se recalculează și se obțin valori mai mari decît cele precedente, anume 3,44 % pentru *UV* și 1,98 % pentru *IR* [3]. Evident, de aici rezultă necesitatea unei majorări cu 3,29 % a constantei solare. Totuși această majorare n-a fost operată. Abbot a conservat valoarea de 1,94, explicînd că majorarea corecțiilor, încă nesigure, este compensată printr-o «eroare de scară» [4]. Nu se precizează însă dacă această eroare de scară rezultă din corecția pirheliometrică ε sau din schimbarea scării pirheliometrice. Unii cercetători au aplicat constantei solare de 1,94, din scara 1913, corecția de 2,4 %, obținînd pentru această constantă valoarea rotunjită de 1,90 în scara 1932. Aceștia admit implicit că acea compensare de care vorbește Abbot e cea rezultînd din corecția pirheliometrică ε. După alții însă compensarea a fost operată prin însăși trecerea de la scara din 1913 la cea din 1932, ceea ce înseamnă că valoarea de 1,94 a constantei solare se transferă în scara 1932.

*) În cele ce urmează, prin J_0 se înțelege valoarea densității de flux în domeniul spectrobolometric, redusă la distanța medie pămînt-soare.

Plecînd de la datele Institutului Smithsonian şi emisia în infraroşu a corpului negru la 6000° A, F. Linke [5] a construit un tablou care dă distribuţia densităţii de flux în spectrul solar extraterestru, corespunzător valorii totale I_0=1,94. Acest tablou, oarecum oficializat, a constituit pînă în prezent baza cercetărilor de actinometrie meteorologică.

4. Problema spectrului solar extraterestru, a constantei solare şi în special a corecţiilor *UV* şi *IR*, a format obiectul a numeroase cercetări, bazate mai cu seamă pe măsurătorile lui G. C. Abbot şi a colaboratorilor săi. Discuţia pe care o ridică aceste cercetări e departe de a se fi terminat. Pare însă neîndoios că cercetările recente ale lui M. Nicolet [6], [7] aduc o contribuţie pozitivă, foarte importantă. Utilizînd densităţile spectrale de flux energetic global al fotosferei, Nicolet determină distribuţia energiei în întreg spectrul solar extraterestru. Totodată el constată că aria subîntinsă de curba acestei distribuţii are valoarea de 1,937 cal/cm² min ceea ce e în bun acord cu I_0=1,94. Totuşi acest acord e numai global, fiindcă noua distribuţie arată o corecţie *IR* aproape de două ori mai mare decît cea a lui Abbot, în timp ce corecţia *UV* rămîne practic neschimbată.

Pentru normalizarea distribuţiei sale spectrale după măsurătorile absolute ale Institutului Smithsonian, singurele de acest fel, Nicolet aduce valoarea lui J_0 din scara 1913 (1,90) în scara 1932, prin micşorarea de 2,4 %. El obţine J_0=1,854. Dacă la aceasta se adaugă cele două corecţii ale lui Abbot, 3,44 % şi 1,98 %, se obţine 1,95 şi Nicolet arată că, prin neglijarea diferenţei de 0,01, Abbot conservă valoarea de 1,94 în scara din 1932.

Mai departe, Nicolet arată că diferenţa între valoarea J_0=1,854 şi cea pe care o deduce din distribuţia sa J_0=1,813, e relativă şi că depinde «de valoarea absolută a fluxului care trebuie admisă ca urmare a comparaţiilor spectrobolometrice şi actinometrice» [6]. Şi cum 1,854 este rezultatul singurelor asemenea comparaţii, Nicolet normalizează curba sa după această valoare. Astfel el obţine pentru constanta solară 1,98, diferenţa pînă la 1,95 provenind din majorarea arătată a corecţiei *IR*. «În concluzie, spune Nicolet, dacă valoarea constantei solare adusă la cea standard a Institutului Smithsonian în scara 1932... este de 1,94, trebuie să admitem că valoarea reală este de 1,98» [6]. Nicolet adaugă că această din urmă valoare, ca şi densităţile de flux ale curbei sale de distribuţia energiei în spectrul solar extraterestru, vor putea fi corectate printr-un factor depinzînd de eroarea care eventual ar exista în valoarea 1,98. În sfîrşit, el apreciază pentru noua constantă solară o eroare care poate depăşi $\pm$ 5%.

Noua valoare a constantei solare nu poate fi admisă pentru motive pe care le voi arăta îndată; în schimb distribuţia în valori relative a energiei în spectrul solar, pe care o dă Nicolet, este, după toate probabilităţile cu mult mai aproape de realitate decît toate distribuţiile anterioare. Faţă de valorile date de Abbot şi Linke, densităţile de flux ale lui Nicolet sînt mai mici în domeniul $\lambda < 0{,}8\ \mu$ şi mai mari pentru $\lambda > 0{,}8\ \mu$. Lucrul este important, pentru că el confirmă cercetările actinometrice ale lui W. Schuepp [8] care, prin observaţii cu filtre, a constatat în regiunea infraroşie a spectrului solar extraterestru valori superioare celor indicate de Linke.

5. După cum am spus, Nicolet aplică valorii J_0=1,90 (scara 1913) micşorarea de 2,4 %, considerînd că valoarea rezultată 1,854 reprezintă pe J_0 în scara 1932. Aceasta revine a spune, — aşa cum am arătat la punctul 3, — că urcarea corecţiilor *UV* şi *IR* respectiv la 3,44 % şi 1,98 % este compensată prin trecerea de la scara 1913 la cea din 1932, că prin urmare valoarea de 1,94 a constantei solare

a fost transferată în scara 1932. Dar dacă lucrurile stau așa, atunci pare inutilă măsura Institutului Smithsonian da a recomanda păstrarea scării 1913 în rețeaua mondială de stații actinometrice. După cum se știe, acest institut construiește etaloane actinometrice secundare (așa numitele pirheliometre cu disc de argint) pe care le trimite la cerere, institutelor în care se execută observații actinometrice. Or, aceste pirheliometre, așa cum indică certificatele lor, continuă să fie etalonate în scara 1913 (cazul pirheliometrului cu disc de argint sosit în 1950, la Observatorul de fizica atmosferei de la Afumați). Dacă în adevăr valoarea de 1,94 a constantei solare aparține scării 1932, atunci păstrarea scării 1913 nu se justifică prin nimic. Mai mult, folosirea acestei din urmă scări ar implica o valoare mai mare a constantei solare (1,94 cu adaosul de 2,4 %) fiindcă nu e posibil ca o aceeași mărime să aibă aceeași valoare în două scări diferite. Cum Institutul Smithsonian nu face nici o recomandare în acest sens, este clar că valoarea 1,94 aparține scării 1913 și că dacă lucrăm în scara 1932, care ne dă valoarea absolută, reală, a constantei solare, va trebui să micșorăm pe 1,94 cu 2,4 %, adică să folosim valoarea 1,893 cal/cm² min.

Astfel, se vede că în calculul lui Nicolet s-a strecurat o greșală. Menținerea valorii de 1,94 după mărirea corecțiilor nu se datorește, așa cum presupune acesta, corecției de 2,4 % ci alteia, aplicată lui J_0 în scara 1913. Prin urmare noua constantă solară trebuie calculată după cum urmează: scădem din 1,893 (vechea constantă, în scara 1932) totalul celor două corecții, 5,42 % și obținem 1,790, care reprezintă pe J_0 în scara 1932. La această valoare normalizăm densitățile de flux ale lui Nicolet. Cum acestea au fost deja normalizate la 1,855 (și nu la 1,854 cum se afirmă în text), densitățile spectrale de flux și constanta solară date de Nicolet se vor multiplica cu $\frac{1.790}{1,855} = 0{,}965$. Obținem astfel valoarea de 1,91 cal/cm² min, care este valoarea reală a constantei solare în scara 1932. În sfîrșit, prin majorarea cu 2,4 % obținem pentru scara 1913 valoarea de 1,96.

J. Georgi [9], care s-a ocupat de aceeași problemă, semnalează de asemenea eroarea arătată aici. El se folosește în acest scop de un citat dintr-o lucrare recentă a lui Abbot, în care acesta spune: «Am găsit că vechile valori ale constantei pirheliometrului cu disc de argint sînt cu 2,4 % mai mari... În timp ce recunoșteam astfel că scara 1913 e cu 2.4 % mai mare... am menținut această scară pentru a nu încurca sistemul mondial al pirheliometriei și pentru a menține comparabilitatea rezultatelor Institutului Smithsonian dintr-un lung șir de ani». Astfel conchide Georgi, avem două constante solare: cea oficială de 1,94 în scara 1913 și cea efectivă cu 2,4 % mai mică, în scara 1932.

Georgi adoptă în scara 1932 J_0=1,89 și normalizează la această valoare densitățile de flux spectral ale lui Nicolet. Totodată reevaluează corecția *UV* la 0,069 cal/cm² min, și bazat pe evaluările lui Houghton adoptă pentru corecția *IR* 0,071 cal/cm² min. Astfel Georgi stabilește o nouă valoare a constantei solare în scara 1932, anume 1,94. Coincidența cu valoarea oficială a acestei constante e surprinzătoare și tocmai de aceea Georgi arată că a ajuns la acest rezultat cu totul întîmplător.

Cum se vede, avem trei valori pentru constanta solară care, în scara 1932 sînt: 1,89 (Institutul Smithsonian), 1,91 (Nicolet) și 1,94 (Georgi). Prima trebuie abandonată; cît privește alegerea între celelalte două, ea constituie o problemă de dezbătut. Georgi nu dă amănunte cu privire la corecțiile sale. În schimb Nicolet procedează la o amplă examinare a problemei și ajunge la rezultatele sale în baza unui raționament care, cu excepția erorii semnalate, se

impune prin justețea sa. Totodată distribuția energiei în spectrul solar extraterestru pe care o dă Nicolet, prezintă un caracter unitar, inexistent la celelalte distribuții. Pentru aceste motive am adoptat rezultatele lui Nicolet, cu corecția arătată mai înainte *).

Nicolet dă un tablou care conține densitățile de flux monocromatic în spectrul solar extraterestru, în watt/m². Acest tablou corespunde la valoarea globală a constantei solare de 1,98 cal/cm² min (scara 1932). După cum am văzut, valoarea exactă a acestei constante e de 1,91. Prin urmare valorile lui Nicolet trebuie multiplicate cu raportul arătat mai înainte $\frac{1,790}{1,855} = 0,965$. În tabloul nr. 1 se găsesc noile valori obținute prin această reducere și totodată transformate în m cal/cm² min. Acest tablou înlocuiește pe cel al lui Linke și urmează să fie folosit în toate problemele actinometriei meteorologice în care se cere distribuția energiei în spectrul solar extraterestru. La folosirea acestui tablou ca și a constantei solare, se va ține seamă că valorile sînt exprimate în scara 1932 și că prin urmare constantele actinometrelor etalonate în scara 1913 trebuie reduse cu 2,4%. Dar cum astăzi continuă să se folosească scara 1913, este mai potrivit ca valorile din tabloul nr. 1, cît și constanta solară, să fie mărite cu 2,4 %. În felul acesta se respectă condiția exprimării tuturor observațiilor actinometrice în aceeași scară.

Tabloul nr. 1

Distribuția energiei în spectrul solar extraterestru. Densitățile de flux sînt exprimate în m cal/cm²min pentru intervale de $\Delta\lambda = 0,01\mu$. După Nicolet (valori corectate)

λ	$I_{\lambda 0}$	λ	$I_{\lambda 0}$	λ	$I_{\lambda 0}$	λ	$I_{\lambda 0}$	λ	$I_{\lambda 0}$
0.22	0.18	0.45	28.90	0.68	21.70	0.91	12.77	1.70	2.85
0.23	0.50	0.46	29.87	0.69	21.19	0.92	12.51	1.75	2.58
0.24	0.58	0.47	29.71	0.70	20.50	0.93	12.26	1.80	2.36
0.25	0.77	0.48	30.13	0.71	19.98	0.94	12.00	1.85	2.21
0.26	1.84	0.49	27.96	0.72	19.53	0.95	11.75	1.90	1.96
0.27	2.36	0.50	28.70	0.73	19.09	0.96	11.51	1.95	1.80
0.28	2.10	0.51	28.66	0.74	18.30	0.97	11.28	2.00	1.64
0·29	4.95	0.52	26.73	0.75	18.04	0.98	11.04	2.05	1.51
0·30	5.72	0.53	27.86	0.76	17.72	0.99	10.82	2.10	1.35
0.31	8.49	0.54	27.90	0.77	17.18	1.00	10.61	2.15	1.24
0.32	9.94	0.55	26.67	0.78	16.76	1.05	9.67	2.20	1.15
0.33	12.12	0.56	27.75	0.79	16.31	1.10	8.42	2.25	1.04
0.34	11.94	0.57	27.36	0.80	15.95	1.15	7.55	2.30	0.93
0.35	12.63	0.58	27.42	0.81	15.70	1.20	6.98	2.35	0.87
0.36	13.02	0.59	26.56	0.82	15.38	1.25	6.38	2.40	0.80
0.37	13.00	0.60	26.23	0.83	15.08	1.30	5.87	2.45	0.72
0.38	12.84	0.61	25.43	0.84	14.76	1.35	5.39	2.50	0.65
0.39	13.65	0.62	24.83	0.85	14.46	1.40	4.93	3.00	0.36
0.40	21.37	0.63	24.25	0.86	14.15	1.45	4.55	4.00	0.14
0.41	24.18	0.64	23.66	0.87	13.88	1.50	4.12	5.00	0.06
0.42	24.32	0.65	23.26	0.88	13.59	1.55	3.75	6.00	0.03
0.43	22.71	0.66	22.75	0.89	13.31	1.60	3.43	7.00	0.01
0.44	26.41	0.67	22.22	0.90	13.03	1.65	3.12		

*) Unele stații actinometrice folosesc drept etalon pirheliometrul cu compensație electrică al lui Ångström. Indicațiile acestui aparat sînt cu 3,5 % mai mici decît cele ale pirheliometrului cu disc de argint. În consecință pentru observațiile efectuate în aceste stații, valoarea constantei solare se reduce cu 3,5 %. Astfel, în loc de 1,94 se ia 1,88 [10].

6. În problemele de actinometrie meteorologică, constanta solară şi spectrul solar extraterestru apar ca date. Cu ajutorul lor şi din măsurători actinometrice executate la sol la un moment dat, formula lui Bouguer permite determinarea, pentru acel moment, a unor mărimi caracteristice stării optice a aerului (transparenţă, opacitate etc.). Cînd determinările se referă la totalitatea radiaţiilor solare primite la sol, se foloseşte constanta solară arătată în paragrafele precedente. Dar, observă Georgi în lucrarea citată, domeniul care interesează asemenea determinări nu e totalitatea spectrului solar extraterestru, ci numai domeniul spectrobolometric 0,346 — 2,4 μ; deci în locul constantei solare, va trebui folosit J_0, pe care îl şi numeşte constanta solară meteorologică. Aceasta este, cum observă Georgi, valoarea absolută către care tindem, oarecum asimptotic, prin urcarea pe munţii înalţi.

Observaţia este cît se poate de justă. Cercetările de actinometrie meteorologică se ocupă, printre altele, de caracterele optice ale aerului din troposferă şi prin urmare ele trebuie să facă abstracţie de radiaţiile solare sub 0,346 μ, care sînt reţinute în atmosfera înaltă şi în pătura de ozon din stratosferă.

Pe de altă parte, radiaţiile solare peste 2,4 μ sînt suficient de slabe pentru ca densitatea lor de flux să poată fi neglijată. Totuşi, riguros vorbind, J_0 — corespunzător domeniului 0,346 — 2,4 μ — nu poate fi privit ca rezultatul extrapolării valoriilor măsurate la sol la diferite mase atmosferice. Aceasta pentru că elementul sensibil al actinometrului mai recepţionează o parte din radiaţiile solare sub 0,346 μ şi din cele de dincolo de 2,4 μ.

După cum se ştie, prin banda de absorbţie a lui Hartley, ozonul stratosferic reţine integral radiaţiile solare sub 0,295 μ şi împreună cu banda alăturată a lui Huggins, exercită o absorbţie descrescîndă, care încetează la 0,346 μ. Astfel, actinometrul recepţionează şi o parte din fluxul solar dintre 0,295 şi 0,346 μ, anume ceea ce a străbătut prin pătura de ozon. Atunci pentru a elimina influenţa ozonului în măsurătorile de la sol, este necesară folosirea unui filtru optic adecvat. Dar aceasta este o altă problemă asupra căreia vom reveni mai tîrziu. Deocamdată este vorba de definirea constantei solare meteorologice pentru măsurători fără filtre şi se vede uşor că singura soluţie posibilă în definirea acestei constante este alegerea unei limite în ultraviolet nu la 0,346 ci la 0,295 μ. Evident, prin aceasta, transparenţa sau opacitatea aerului determinate plecînd de la legea lui Bouguer, se vor referi nu numai la aerul troposferic ci şi la ozonul stratosferic. Dar contribuţia acestuia în domeniul 0,295 — 0,364 μ la transparenţa sau opacitatea totală a aerului troposferic e atît de mică, încît poate fi considerată ca neglijabilă.

Să considerăm acum limita infraroşie a constantei solare meteorologice. După cum am spus, Georgi presupune că radiaţiile solare mai mari de 2,4 μ au o densitate totală de flux neglijabilă. Riguros vorbind, lucrul nu este exact şi limita infraroşie nu poate fi definită decît într-un singur fel: la lungimea de undă începînd de la care densitatea totală de flux a radiaţiilor rămase în afara domeniului considerat este cel mult egală cu pragul de sensibilitate al actinometrului. Dacă luăm în considerare faptul că sensibilitatea actinometrelor se ameliorează treptat, putem pleca nu de la acest prag ci de la precizia care se cere măsurătorilor actinometrice. Calculul se poate face fără nici o dificultate; dar el nu este de nici un folos practic, fiindcă datele pe care le avem asupra infraroşului solar îndepărtat nu sînt suficient de precise. Pe de altă parte, ceea ce scapă actinometrului din acest infraroş după traversarea atmosferei, constituie o fracţie neînsemnată. Astfel că în condiţiile actuale este mai potrivit ca limita infraroşie a constantei solare meteorologice să se confunde cu cea a spectrului solar extraterestru. Astfel constanta

solară meteorologică trebuie considerată ca fiind diferența între constanta solară și densitatea de flux solar extraterestru pentru $\lambda < 0{,}295\ \mu$. Valoarea ei este după tabloul nr. 1, $J_m = 1{,}90$, deci numai cu 0,01 mai mică decît constanta solară. Diferența e prea mică pentru a se mai face o deosebire între aceaste două constante.

7. O altă problemă în legătură cu cele arătate aici este precizia pe care o comportă constanta solară.

Această constantă, I_0, interesează atît fizica atmosferei, cît și cea a soarelui. Din punct de vedere astrofizic, ea trebuie exprimată cu toată precizia, în unități absolute. Pentru problemele geofizicii, cum ar fi bilanțul termic al pămîntului, I_0 trebuie exprimat de asemenea în unități absolute, dar cu o precizie care poate fi mai mică. În sfîrșit în unele din problemele actinometriei meteorologice exprimarea lui J_m în unități absolute nu e numaidecît necesară. Condiția esențială este ca I_M (măsurat la sol) cît și J_m să fie exprimați în aceleași unități. Acesta este motivul pentru care actinometrele sînt etalonate în aceeași scară, scara pirheliometrului folosit la determinarea lui J_0. Principial această condiție e satisfăcută fiindcă metoda de determinare a spectrului solar extraterestru și constantei J_0 (punctul 2) este o metodă de extrapolare, în care scara lui I_M se transmite lui J_0.

Atît numai că tehnica instrumentală folosită introduce în această extrapolare erori care sînt imposibil de apreciat și care nu trebuie considerate ca neglijabile. Astfel sînt erorile pe care le comportă corecția de sensibilitate pirheliometrică (punctul 2), introdusă pentru a lărgi domeniul spectrobolometric, corespunzător domeniului spectral recepționat de pirheliometru.

Această corecție ridică alte probleme nu mai puțin importante.

Corpul receptor al pirheliometrului, și în general al oricărui actinometru, trebuie să funcționeze ca un corp negru. Realizarea lui este însă extrem de dificilă și diferitele rețete de înnegrire a suprafețelor receptoare nu dau corpuri deopotrivă de «negre». Un corp negru astfel realizat prezintă o putere de reflexie care, deși slabă, e departe de a fi neglijabilă. Totodată el nu poate fi tratat nici măcar drept corp cenușiu fiindcă această reflexie depinde de lungimea de undă. Schuepp [8] a reunit într-un tablou reflexiile măsurate de diferiți autori în violet, vizibil și infraroș pe suprafețe înnegrite după diferite rețete. Din examinarea acestui tablou se vede ușor cît de dificilă e realizarea unei suprafețe receptoare ideale (în condițiile proprii unui actinometru) și necesitatea de a acorda acestei probleme o atenție deosebită.

Pe de altă parte, după cum observă Georgi [9], este neîndoios că radiația solară, modificată prin oglinda și prismele spectrobolometrului, va fi absorbită către limitele domeniului 0,346 — 2,4 μ, într-o altă proporție decît pe o suprafață înnegrită, expusă direct razelor solare.

În sfîrșit, mai trebuie amintit că toate actinometrele, fără excepție, recepționează pe lîngă radiația solară directă și pe cea difuzată în atmosferă, în porțiunea de cer care înconjoară discul solar, și că această radiație difuză se modifică odată cu starea optică a atmosferei.

Nu intră în intenția noastră de a discuta acum aceste probleme; le-am menționat numai pentru a arăta multiplele surse de erori care există în determinarea constantei solare și în măsurătorile actinometrice, în general. Deocamdată ne mărginim să observăm că nici spectrul solar extraterestru și nici constanta solară nu sînt cunoscute cu precizia dorită și că sînt necesare noi cercetări, pe o linie mai largă care să înglobeze și problema actinometrelor.

B. FILTRELE OPTICE ŞI CONSTANTELE SOLARE PARŢIALE

8. În multe din problemele actinometriei meteorologice se cer măsurători în domenii spectrale bine definite. Pentru motivele arătate în lucrarea precedentă asemenea măsurători se execută cu actinometre prevăzute cu filtre optice. În general se folosesc filtre Wratten şi mai cu seamă Schott, cu cădere bruscă a transparenţei către undele mici şi scăderea transparenţei în domeniul undelor mari dincolo de 2,5 μ, deci acolo unde emisia solară este foarte slabă. Prin alegerea potrivită a grosimii lor, aceste filtre pot avea aceeaşi transparenţă către undele mari, astfel că diferenţa dintre cetirile executate cu două filtre diferite, va defini destul de precis densitatea de flux în domeniul spectral, cu care un filtru depăşeşte pe celălalt.

După cum se ştie, transparenţa unui filtru se defineşte prin

$$P_\lambda = (1 - R)^2 \, e^{-b_\lambda d}, \tag{9}$$

unde R e puterea de reflexie b_λ coeficientul de extincţie monocromatic al filtrului, iar d grosimea lui. În mod obişnuit se determină un coeficient de transparenţă mijlociu, definit după cum urmează.

Fie un filtru caracterizat prin limita de transparenţă λ_1, (asupra definirii lui λ_1, a se vedea [11]). Din fluxul solar incident

$$I = \int_{\lambda_1}^{\infty} I_{\lambda 0} \, Q_\lambda^M \, d\lambda \tag{10}$$

străbate prin filtru fluxul

$$I' = \int_{\lambda_1}^{\infty} I_{\lambda 0} \, P_\lambda \, Q_\lambda^M \, d\lambda. \tag{11}$$

Atunci coeficientul de transparenţă mijlociu al filtrului va fi dat de

$$\overline{P} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\infty} I_{\lambda 0} \, P_\lambda \, Q_\lambda^M \, d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\infty} I_{\lambda 0} \, Q_\lambda^M \, d\lambda} \tag{12}$$

de unde, dacă notăm $c = \dfrac{1}{\overline{P}}$:

$$I = c \, I', \tag{13}$$

c purtînd numele de factorul sau constanta filtrului. Cu alte cuvinte, densitatea de flux în domeniul de transparenţă al filtrului va fi dată de produsul dintre densitatea măsurată şi factorul filtrului.

Aceasta e metoda folosită în măsurătorile actinometrice. Este simplă şi expeditivă; în schimb are dezavantajul de a nu fi suficient de precisă, pentru motive uşor de înţeles.

Mai întîi, cum se vede din (12), c variază odată cu masa atmosferică M. Este drept că la filtrul Schott RG_2 această variaţie e neglijabilă. Nu acelaşi lucru se poate spune însă şi despre alte filtre. În orice caz, în vederea determinării precise a lui c cu ajutorul lui (13) se poate ţine seama de variaţia lui c cu M, fiindcă c se calculează în funcţie de mărimile care intervin în (12) şi pentru că M este o mărime care se determină independent de măsurătoarea actinometrică.

Situația se complică însă prin aceea că evaluarea lui c (prin integrări grafice sau simple însumări) nu se poate face decît în cazul ideal al unei atmosfere pure și uscate, deci cînd în (12) Q_λ devine egal cu q_λ. Or, este ușor de văzut că în atmosfera reală, în care intervine extincția, variabilă, produsă de aerosolul atmosferic, c va avea alte valori decît pentru atmosfera pură și uscată. Așa se explică diferențele, apreciabile, între valorile calculate ale lui c și cele determinate experimental. În principiu s-ar putea stabili, prin observații, legătura dintre c și extincția în aerosol. Dar aceasta n-ar duce la nici un rezultat practic fiindcă această extincție se determină tocmai din valorile lui I_M măsurate cu filtre.

Acesta este principalul inconvenient al metodei și motivul pentru care, în vederea ameliorării observațiilor cu filtre, trebuie folosită o altă metodă.

În sfîrșit mai trebuie arătat că în conformitate cu (12), c este funcție de distribuția energiei în spectrul solar extraterestru și că prin urmare constantele filtrelor în uz ar trebui recalculate corespunzător tabloului nr. 1.

9. O altă metodă, care n-a fost folosită după cîte știu decît o singură dată, de către K. Feussner și P. Dubois [12], nu prezintă inconvenientul precedentei. În această metodă se consideră ca flux solar extraterestru acest flux după traversarea filtrului, adică

$$i' = \int_{\lambda_1}^{\infty} I_{\lambda 0} P_\lambda \, d\lambda, \tag{14}$$

și prin urmare fluxul măsurat de actinometru și dat de (11) nu mai trebuie corectat. Evident, în felul acesta problema se simplifică; în schimb, valoarea măsurată la sol nu mai reprezintă fluxul I care în realitate atinge solul. Astfel că determinarea lui I rămîne să se facă tot cu ajutorul lui (13), sau folosind diferența exprimată de aria cuprinsă între curbele de sub semnul $\int$ din (10) și (11). Cu alte cuvinte

$$I = I' + \int_{\lambda_1}^{\infty} I_{\lambda 0} (1 - P_\lambda) Q_\lambda^M \, d\lambda. \tag{15}$$

S-ar părea deci că nu există nici un avantaj față de prima metodă și de aceea desigur s-a renunțat la folosirea metodei de care ne ocupăm. În realitate situația este alta.

Atît transparența, cît și opacitatea aerului, se determină plecînd de la valoarea raportului $\frac{I}{I_0}$ dintre densitatea de flux măsurată la sol și cea de la limita superioară a atmosferei. Amîndouă aceste mărimi se referă la totalitatea domeniului spectral considerat și prin urmare au caracterul unor valori mijlocii (fără totuși ca să fie simple medii ale transparenței sau opacității monocromatice). Prin aceasta însă, atît transparența, cît și opacitatea, vor depinde de distribuția energiei în spectrul solar extraterestru. Prin urmare transparența și opacitatea obținute prin metoda a doua (fără aplicarea corecției filtrului) au să aibă valori diferite de cele obținute prin prima metodă. În schimb metoda a doua are avantajul de a elimina eroarea semnalată la prima metodă. Deci există avantaje și inconveniente, atît într-un caz, cît și în celălalt. Astfel că din punctul de vedere al aplicațiilor, avem de ales între:

— prima metodă, care conduce la valori corespunzătoare ale distribuției reale a energiei în spectrul solar extraterestru și care comportă o eroare dependentă de extincția în aerosol, care nu poate fi eliminată, și

— metoda a doua, care conduce la valori corespunzătoare unei distribuții a energiei solare modificate prin suprapunerea filtrului, dar care nu mai comportă eroarea din prima metodă.

În cazul filtrului ideal complet transparent pentru un domeniu spectral dat și complet opac în afara acestui domeniu, ambele metode vor duce la aceleași rezultate. Filtrele întrebuințate sînt destul de aproape de cele ideale, prin transparența lor practic independentă de λ și anularea destul de bruscă a acestei transparențe în jurul limitei λ_1. Aceasta înseamnă că valorile obținute printr-o metodă vor diferi numai puțin de cele date de cealaltă metodă (presupunînd că eroarea semnalată a putut fi eliminată). Încercări în curs de executare vor arăta în ce măsură cea de a doua metodă poate fi folosită în problemele actinometriei meteorologice.

Revenind la problema pusă în lucrarea precedentă, și anume determinarea actinometrică a coeficienților de extincție monocromatici (punctul 1), trebuie observat că în timp ce aplicarea primei metode nu e recomandabilă, folosirea celei de a doua e indicată prin excelență *).

10. În sfîrșit, metoda de lucru poate fi ameliorată după cum urmează:

Termenul de corecție din (15), care permite trecerea de la I' măsurat prin filtru la I adevărat

$$K = \int_{\lambda_1}^{\infty} I_{\lambda 0} (1 - P_\lambda) Q_\lambda^M \, d\lambda \tag{16}$$

nu poate fi evaluat decît dacă cunoaștem pe q'_λ din $Q_\lambda = q_\lambda \, q'_\lambda$. Dar evaluarea lui q'_λ se face tocmai prin metoda descrisă de mine. Există prin urmare un mijloc de a determina pe K și prin urmare de a obține pe I în mod mai exact decît prin prima metodă. Această cale e laborioasă, dar se poate simplifica dacă procedăm după cum urmează:

Printr-o serie de măsurători efectuate odată pentru totdeauna, se determină valorile corespunzătoare ale lui K și T' (factorul de opacitate al lui Linke, dar dedus prin metoda a doua), corespunzător valorilor q'_λ. Apoi se exprimă K în funcție de T' (grafic sau printr-o tabelă). Cum T' poate fi determinat în fiecare caz în parte fără nici o dificultate, urmează că avem un mijloc relativ simplu de determinare a lui K, singurul de altfel.

11. În mod obișnuit, observațiile actinometrice se execută: 1) fără filtru, 2) cu filtrul RG_2 și 3) cu filtrul OG_1. În felul acesta se delimitează trei domenii spectrale, care însă nu sînt suficiente diferitelor scopuri în care se pot executa observațiile actinometrice. Dintre toate filtrele Schott propuse de diferiți cercetători, am ales cinci tipuri cu care se pot forma combinațiile cele mai potrivite pentru observațiile actinometrice. În tabloul nr. 2, se găsesc indicativele filtrelor, grosimea aleasă și limita de transparență.

Tabloul nr. 2

Indicativ	WG_1	GG_{11}	OG_1	RG_2	RG_5
Grosime (mm)	2	2	3	1,9	2
λ_1	0,375	0,500	0,524	0,623	0,670

*) Asupra acestei chestiuni vom reveni într-o lucrare viitoare.

Cu ajutorul filtrelor arătate în tabloul nr. 2 se pot defini un număr destul de mare de domenii spectrale, dintre care cele mai recomandate sînt:

a. *Domeniul de transparență al filtrului* WG_1, $> 0{,}375\ \mu$. Cum se vede, acest filtru este transparent pentru întreg spectrul solar actinometric accesibil, cu excepția domeniului în care se manifestă absorbția variabilă a ozonului. Recomandat de Georgi [9], acest filtru trebuie să înlocuiască observațiile executate pînă în prezent fără filtru. El are în domeniul undelor lungi o transparență spectrală practic identică cu cea a celorlalte filtre, ceea ce îl face deosebit de apt asocierii cu unul din filtrele propuse, în vederea definirii domeniilor intermediare.

b. *Domeniul de transparență al filtrului* $RG_2 > 0{,}623\ \mu$. Este domeniul în care se manifestă absorbția vaporilor de apă și a bioxidului de carbon.

c. *Domeniul de transparență între filtrele* WG_1 *și* RG_2, 0,375—0,623 μ. Acest domeniu, ca și primul, va servi la studiul opacității aerului prin metoda lui Linke. El înlocuiește domeniul actualmente folosit, definit prin diferența dintre observații fără filtru și cu filtrul RG_2.

d. *Domeniul de transparență între filtrele* GG_{11} *și* RG_2, 0,500—0,623 μ.

e. *Domeniul de transparență între filtrele* OG_1 *și* RG_2, 0,524—0,623 μ.

f. *Domeniul de transparență între filtrele* OG_1 *și* RG_5, 0,524—0,670 μ.

Ultimele trei domenii sînt destinate determinării coeficienților de extincție monocromatici ai aerosolului atmosferic.

Toate filtrele indicate aici prezintă aceleași caracteristice spectrale în infraroș, transparența lor începînd să descrească în același mod dincolo de 2,5 μ. Prin absorbția totală pe care o realizează dincolo de 4 μ, aceste filtre opresc radiația, înafară, a corpului sensibil al actinometrului și radiația către acest corp de la vaporii de apă și bioxidul de carbon din atmosferă.

Întrebuințarea filtrelor mai prezintă și un alt avantaj. Prin filtru, corpul sensibil al actinometrului este ferit de acțiunea directă a vîntului și totodată în interiorul actinometrului se stabilesc condiții de convecție mai uniforme. Lucrurile acestea constituie o recomandație în plus pentru înlocuirea observațiilor fără filtru cu filtrul WG_1 [9]. Bineînțeles nu poate fi vorba de o renunțare completă la observațiile fără filtru. Acestea vor trebui executate ca și pînă acum, dar numai într-un singur scop, anume pentru stabilirea cantității de căldură primită de la soare.

12. Am arătat la punctul 6 dificultățile care există la definirea limitelor spectrale ale constantei solare meteorologice. Dacă convenim ca observațiile fără filtru să fie înlocuite prin observații cu filtrul WG_1, atunci dificultățile dispar, fiindcă limitele spectrale ale constantei solare meteorologice vor fi determinate de transparența acestui filtru. Cum în infraroș această transparență începe să descrească apreciabil dincolo de 2,5 μ unde densitatea de flux solar e foarte slabă, urmează că noua constantă solară proprie acestui filtru se va putea defini fără nici o dificultate.

De altfel, noua metodă de lucru cu filtrele optice, arătată la punctul 9, implică o reexaminare a problemei definirii constantei solare. După cum am spus, în această metodă se consideră ca flux solar total extraterestru, acest flux după traversarea filtrului considerat. Astfel că pentru filtrul WG_1 vom avea o altă distribuție spectrală $I_{\lambda 0}\, P_\lambda$ și o constantă solară meteorologică $\int_\lambda^\infty I_{\lambda 0}\, P_\lambda\, d\lambda$.

Aceeași problemă se pune pentru fiecare din domeniile spectrale arătate mai înainte. Astfel, corespunzător filtrelor folosite (indicativ, grosime), fiecare domeniu va avea o distribuție a energiei extraterestre și o constantă solară parțială, proprii.

Riguros vorbind, constantele solare parțiale și distribuțiile spectrale corespunzătoare nu depind numai de caracterele optice ale filtrelor ci și de temperatura acestora. Astfel, pentru mărirea preciziei rezultatelor actinometrice, ar fi necesar ca noile constante să fie exprimate și în funcție de temperatura filtrelor.

C. ABSORBȚIA EXERCITATĂ DE OZON ÎN BANDA CHAPPUIS

13. Studiul difuziei radiațiilor solare în aerosolul atmosferic prin metoda arătată în lucrarea precedentă, implică măsurători actinometrice în domenii spectrale lipsite de absorbții selective.

Se obișnuește a se spune că între 0,35 și 0,65 μ absorbția exercitată de gazele din atmosferă este într-atît de mică încît poate fi neglijată. Lucrul este exact cu o singură excepție. Schuepp [8] a arătat că absorbția exercitată de ozon prin banda lui Chappuis este suficient de puternică pentru a nu fi neglijată. Această bandă se situează între 0,45 și 0,76 μ. Cum vedem, numai domeniul îngust dintre 0,35 și 0,45 μ poate fi considerat ca lipsit de orice absorbție selectivă. Dar acest domeniu este în propriu și totdată insuficient pentru scopurile menționate. Este necesar, prin urmare, ca folosind domeniile spectrale arătate în penultimul paragraf, să procedem la eliminarea absorbției produse prin banda lui Chappuis.

Fie δ grosimea redusă a ozonului (la temperatura de 0° și presiunea de 760 mm) iar α_λ coeficientul de absorbție pentru $\delta=1$ cm, în condițiile de presiune și temperatură la care se află ozonul. Atunci densitatea de flux în unul din domeniile spectrale interesate va fi dată de

$$I' = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda 0} P_\lambda q_\lambda^M e^{-\alpha_\lambda \delta M'} d\lambda \tag{17}$$

unde M' e masa atmosferică corespunzătoare altitudinii păturii de ozon. Pentru a obține pe

$$I'' = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda 0} P_\lambda q_\lambda^M d\lambda \tag{18}$$

definim un coeficient de transparență mijlociu p, propriu domeniului considerat

$$p^{\delta M'} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda 0} P_\lambda q_\lambda^M e^{-\alpha_\lambda \delta M'} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda 0} P_\lambda q_\lambda^M d\lambda} \tag{19}$$

astfel că

$$I'' = \frac{1}{p^{\delta M'}} I'. \tag{20}$$

Calculul coeficientului $\frac{1}{p^{\delta M'}}$ prezintă aceeași dificultate ca și calculul constantei c a unui filtru (punctul 8): el este funcție de extincția în aerosol (fiindcă $Q_\lambda = q_\lambda \cdot q'_\lambda$). Dar cum în cazul de față fiecare din cele trei domenii spectrale este suficient de îngust, putem presupune că în cuprinsul oricăreia din ele q'_λ e constant și independent de λ. Atunci (19) devine:

$$p^{\delta M'} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda 0} P_\lambda q_\lambda^M e^{-\alpha_\lambda \delta M'} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda 0} P_\lambda q_\lambda^M d\lambda}. \tag{21}$$

În această relație, toate mărimile sînt cunoscute, q_λ fiind dat de tabloul nr. 113 din [5], α_λ de tabloul nr. 9 din [8] iar M' de tabloul nr. 107 din [5], corespunzător înălțimii mijlocii a stratului de ozon și distanței zenitale a soarelui.

Astfel, odată M și δ cunoscuți, se va putea determina cu (19) densitatea de flux corectată de pierderea în banda Chappuis.

14. M și M' sînt mărimi care se determină fără nici o dificultate. Nu același lucru se poate spune despre grosimea redusă a ozonului δ. Cel mai simplu procedeu este să folosim tabloul lui Schuepp care dă, după G ö t z, mersul anual al lui δ în funcție de latitudine și din care reproduc aici valorile pentru latitudinea de 45° (tabloul nr. 3).

Tabloul nr. 3

Luna	I	F	M	A	M	I	I	A	S	O	N	D
δ (cm)	24	26	26	27	26	25	23	23	21	20	20	22

După G ö t z, abaterile zilnice medii ale lui δ într-un loc dat sînt de aproximativ $\pm 0{,}02$ cm, ceea ce constituie o variație neglijabilă în problema noastră. Totuși, după cum observă G e o r g i [9], variațiile lui δ pot depăși cu mult valoarea medie indicată, astfel că determinările actinometrice ar trebui însoțite și de determinări ale grosimii reduse a ozonului. Practic lucrul întîmpină serioase dificultăți și de aceea G e o r g i propune o metodă actinometrică simplă pentru determinarea unui «factor de ozon».

Revenind la problema noastră, trebuie să constatăm că, cel puțin deocamdată, eliminarea absorbției exercitată prin banda Chappuis trebuie făcută cu ajutorul valorilor din tabloul nr. 3.

НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ АКТИНОМЕТРИИ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

В одной из предыдущих работ автор изложил метод для определения монохроматических коэффициентов затухания атмосферного аэрозоля [1]. В настоящей работе рассматриваются некоторые задачи метеорологической актинометрии ввиду применения метода.

А. Новые данные по распределению энергии в солнечном экстраземляном спектре, полученные Николэ [6] [7], содержат систематическую ошибку. Она происходит из-за того, что к спектробалометрическому значению $J_0 = 1{,}90$ кал/см²/мин по шкале 1913 г. была применена поправка в 2,4%. В действительности, после 1920 г. одовременно с увеличением поправок для ультрафиолетовых и инфракрасных излучений, J_0 был уменьшен применением новой поправки, таким образом, что солнечная постоянная сохранила свое значение — 1,94.

Следовательно нормализация значений, полученных Николэ, должна производиться относительно значения $J_0 = 1{,}790$, полученного от уменьшения на 2,4%, и вычитанием поправок для ультрафиолетовых и инфракрасных излучений (5,42%). Таким образом получается для солнечной постоянной значение 1,91 (шкала 1932 г.) и таблица 1 для

распределения энергии в солнечном экстраземляом спектре. Эта таблица заменяет таблицу Линкэ [5].

Обсуждается предложение Джеорджи [9] считать J_0 как значение, которое должно быть использовано в задачах метеорологической актинометрии (метеорологическая солнечная постоянная). Указывается, что эта постоянная должна быть определена другим способом, а именно как разница между значением солнечной постоянной и значением плотности солнечного экстраземляного потока при $\lambda < 0{,}295\ \mu$.

Тогда получается 1,90, значение только на 0,01 меньшее, чем солнечная постоянная.

Б. Указывается текущий метод работы со светофильтрами и его недостатки (постоянная светофильтра зависит от прозрачности воздуха). Для некоторых задач метеорологической актинометрии можно определить солнечный экстраземляной поток, как поток после прохождения через светофильтр. Таким образом плотность потока, измеренная после фильтра, не должна быть умножена на постоянную светофильтра. Обсуждаются недостатки и преимущества этого метода работы, и дается относительно простой способ устранения влияния непрозрачности на постоянную светофильтра.

Указываются светофильтры и спектральные области, самые подходящие для актинометрических наблюдений, причем определяются частичные солнечные постоянные для каждой спектральной области в отдельности.

В. Указывается метод, при помощи которого можно устранить действие абсорбции, обусловленной озоном в полосе Шапюи. В сущности метод состоит в том, что слой озона трактуется как светофильтр.

QUELQUES PROBLÈMES D'ACTINOMÉTRIE MÉTÉOROLOGIQUE

(RÉSUMÉ)

Dans une étude antérieure, l'Auteur a établi une méthode pour la détermination des coefficients d'extinction monochromatiques de l'aérosol atmosphérique [1]. On discute, dans la présente étude, quelques problèmes d'actinométrie météorologique en vue de la mise en application de la méthode.

A. Les nouvelles valeurs de la distribution de l'énergie dans le spectre solaire extra-terrestre, données par Nicolet [6], [7], comportent une erreur systématique qui provient du fait que l'on a appliqué à la valeur spectrobolométrique J_0=1,90 cal/cm² min de l'échelle de 1913, la correction de 2,4 %. En réalité, après 1920, en même temps que la majoration des corrections pour l'ultra-violet et l'infra-rouge, J_0 a été réduit, par l'application d'une autre correction, de telle manière que la constante solaire a conservé la valeur 1,94.

La normalisation des valeurs de Nicolet doit, par conséquent, être faite à la valeur J_0=1,790 obtenue par la diminution de 2,4 % de la constante solaire de 1.94, réduite à l'échelle de 1938, et la réduction des corrections pour l'ultra-violet et l'infra-rouge (5,42 %). De cette façon, on obtient, pour la constante solaire, 1,91 (échelle de 1932) et le tableau 1 pour la distribution de l'énergie dans le spectre solaire extra-terrestre. Ce tableau remplace celui de Linke [5].

On discute la proposition de Georgi [9] de considérer J_0 comme la valeur qui devrait être utilisée dans les problèmes d'actinométrie météorologique (cons-

tante solaire météorologique). On démontre que cette constante doit être définie d'une autre manière, à savoir, par la différence entre la valeur de la constante solaire et la densité de flux solaire extra-terrestre pour $\lambda < 0{,}295\ \mu$. Mais on obtient dans ce cas 1,90, donc une valeur de 0,01 seulement plus petite que la constante solaire.

B. On expose la méthode habituelle de travail avec les filtres optiques et ses inconvénients (la constante du filtre dépend de l'opacité de l'air). Pour certains problèmes de l'actinométrie météorologique, on peut définir, comme flux solaire extra-terrestre, ce flux après la traversée du filtre. Par cela, la densité du flux, mesurée par le filtre, n'est plus à multiplier par la constante du filtre. On discute les inconvénients et les avantages de cette méthode de travail et on présente une méthode relativement simple pour éliminer l'influence de l'opacité atmosphérique sur la constante du filtre. On indique les filtres et les domaines spectraux les plus indiqués pour les observations actinométriques, en définissant en même temps des constantes solaires partielles pour chaque domaine.

C. On expose une méthode grâce à laquelle on peut éliminer l'effet de l'absorbtion produite par la bande de Chappuis. La méthode consiste à traiter la couche d'ozone comme un filtre optique.

BIBLIOGRAFIE

1. M. Herovanu Studii şi cercetări de fizică, t. IV nr. 3—4, iulie—decembrie 1953, p. 305
2. G. C. Abbot, Annals of the Astrophys Obs. Smith. Inst., 1913, vol. III.
3. — Annals of the Astrophys Obs Smith Inst, 1932, vol. V.
4. — Annals of the Astrophys Obs. Smith Inst, 1942, vol. VI.
5. F. Linke, *Meteorologisches Taschenbuch.* Becher-Erler, Leipzig, 1943, vol. IV.
6. M. Nicolet, Arch. Met. Geophys. Bioklim., 1951, vol. 3, p. 209.
7. — Ann. d'Astroph., 1951, vol. 14, p. 249.
8. W. Schuepp, Arch. Met. Geophys. Bioklim., 1949, seria B, vol. I, p. 257.
9. J. Georgi, Ann. d. Met., 1952, vol. V, p. 83.
10. A. S. Zverev, *Kurs Meteorologhii,* Moscova, 1951.
11. F. Linke, *Handbuch d. Geophys.* Boratraeger, Berlin, 1942, vol. VIII, fasc. 1.
12. K. Feussner, P. Dubois, Gerl. Beitr. Geophys., 1930, vol. 27, p. 132.

NOTE

STUDIUL ŞI REALIZAREA UNUI PIROMETRU OPTIC CU RADIAŢIE TOTALĂ *)

DE

GEORG EBINGER

Obiectul

Construirea unui pirometru cu radiaţie totală pentru măsurarea temperaturilor înalt între 800—2000°C şi cuplarea lui cu un sistem de reglare automată a temperaturii cuptoarelor.

Pirometrul se compune dintr-un termoelement în vid şi un instrument de măsură (milivoltmetru de circa 30 milivolţi) combinat cu un automat tip obişnuit Fal.bügelregler care întrerupe sau stabileşte contactul la cuptor prin intermediul unor relee convenabile.

Partea delicată în construirea acestui aparat este executarea termoelementului.

Construcţia termoelementului

Termoelementul este constituit dintr-o baghetă de telur de 2,5 mm lungime şi 0,25 mm diametru şi un disc de platină de 3 mm diametru, 0,003 mm grosime sau, dacă este posibil, şi mai subţire. Unul din capetele baghetei de telur este sudat central pe discul de platină, iar celălalt capăt este sudat la capătul electrodului (fig. 1).

Discul de platină este legat de celălalt electrod, printr-un fir de platină de 0,02 mm diametru.

Discul de platină constituie şi elementul receptor al radiaţiilor, pentru care scop este înegrit pe una din feţe. Această înegrire s-a făcut prin evaporarea în vid a antimoniului la presiunea de 5 mm Hg. Întregul sistem este montat într-un balonaş de sticlă cu pereţi subţiri de circa 0,5 mm, şi în care se face un vid aproximativ de 10^{-4} mm Hg. Vidarea se face timp de 6 ore la o temperatură de 150°C, pentru a asigura o bună degazare a sistemului. Firele de platină care constituie electrozii sînt sudate la piciorul de sticlă. Sudura platină sticlă este singura care poate asigura vidul constant timp nelimitat, lucru important, deoarece sensibilitatea elementului este strîns legată de gradul şi constanţa vidului. În prelungirea firelor de platină, sînt sudate fire de cupru care duc la bornele instrumentului de măsură.

Prepararea baghetelor de telur se face prin topire şi aspirare într-un capilar de sticlă de 0,25 mm diametru cu perete subţire. Se obţin astfel bucăţi de circa 15 mm lungime. Aceste bucăţi se introduc într-o baie de acid fluorhidric. După cîteva ore, sticla este dizolvată şi rămîn bastoanele curate de telur, care apoi sînt spălate în apă şi alcool. Se verifică dacă firele de telur sînt compacte şi omogene. Se taie în bucăţi de circa 3 mm lungime.

Sudura telurului pe platină se face direct, servindu-ne de dispozitivul din figura 2.

---

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 25 aprilie 1953.

Electrodul de cărbune este fixat elastic, încît vîrful să atingă cu o presiune mică, placa de cărbune. Cu ajutorul unui întrerupător manipulat cu piciorul, se face un contact scurt de 1/2 — 1 secundă, astfel încît în acest interval scurt să se obțină pe fața superioară a plăcii

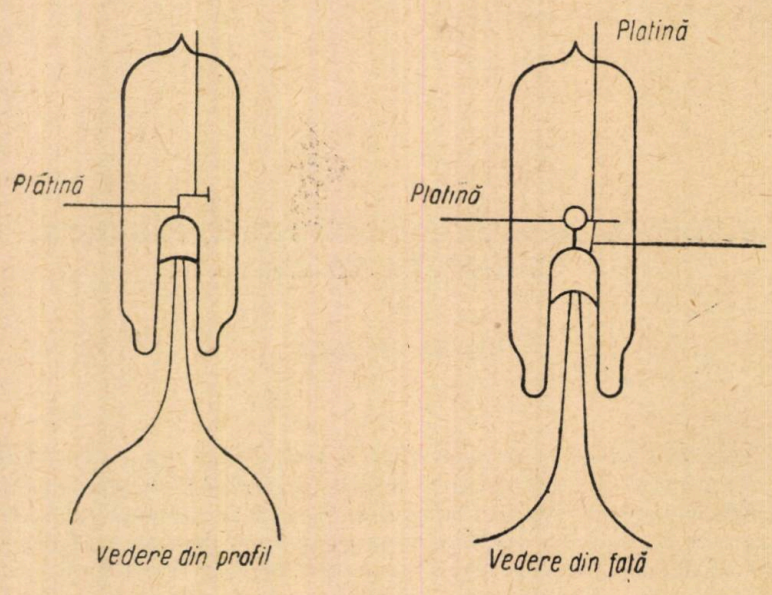


Fig. 1

de cărbune, un punct incandescent alb de 1—1,5 mm diametru. Acest punct incandescent servește la sudură. Se sudează întîi firul de telur la electrodul central de la piciorul de sticlă.

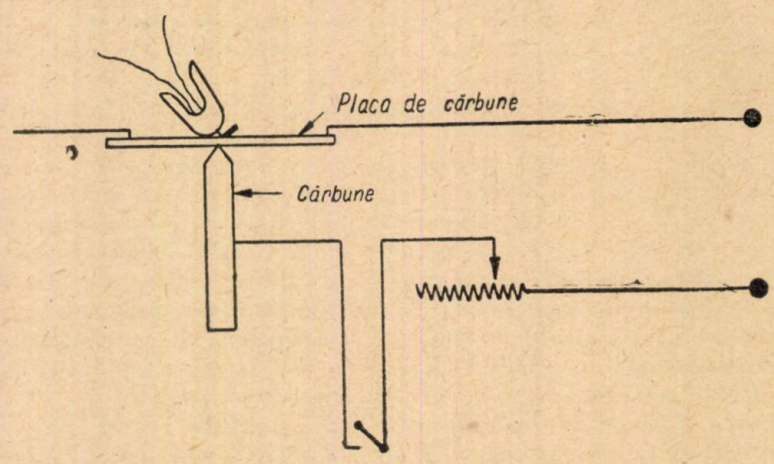


Fig. 2

Sudura se face în punctul incandescent prin topirea telurului pe platina astfel încălzită. Operația următoare este sudura capătului liber al baghetei de telur pe mijlocul discului de platină și se face în același mod.

Atragem atenţia că la foiţa de platină trebuie să fie sudat, în prealabil, firul de platină de 0,02 mm diametru, care face legătura electrică cu al doilea electrod. Sudura se face după procedeul obişnuit, încălzindu-se discul şi firul de platină împreună şi asigurînd apropierea lor prin lovituri uşoare făcute cu un ciocănaş foarte fin. Operaţia se face pe acelaşi dispozitiv de sudură ca şi cel de mai sus. Sudura dintre platina subţire şi electrodul mai gros se face cu cositor.

Termocuplul este închis într-o carcasă metalică cu o lentilă planconvexă de sticlă (preferabil cuarţ) care serveşte la focalizarea radiaţiilor pe discul absorbant. Diametral opus se află o lupă cu filtru absorbant, pentru protecţia ochilor împotriva radiaţiilor prea intense cu care se observă focalizarea sursei de radiaţie pe discul absorbant. Spaţiul inelar din jurul discului de platină, aşa cum apare în ocular, trebuie să fie integral şi omogen iluminat de sursa vizată, pentru a asigura condiţiile unor măsurări reproductibile. Acest sistem de focalizare permite utilizarea instrumentului la distanţe variabile, fără ca exactitatea măsurătorilor să fie influenţată

UN NOU TIP DE VACUMETRU *)

DE

N. MARTALOGU şi G. EBINGER

Problema de a şti în orice moment sau din cînd în cînd situaţia vidului într-o instalaţie de vid, de cele mai multe ori este esenţială. S-au imaginat o mulţime de dispozitive mecanice sau electrice, cu ajutorul cărora să se poată acoperi măsurarea întregii game de presiuni joase, începînd cu cea atmosferică. Condiţia ca un singur instrument să asigure această necesitate pentru domeniul de la presiunea atmosferică pînă la viduri de ordinul 10^{-7} mm Hg, instrument care să fie în acelaşi timp rezistent, fără inerţie şi simlpu, nu s-a realizat încă. Unul dintre noi [1] a realizat un pirometru cu radiaţie totală pentru măsurarea automată a temperaturilor înalte. Ne-am gîndit la o dependenţă a indicaţiilor acestui instrument cu vidul din interiorul balonului; fapt ce s-a verificat.

De aici a pornit ideea construirii unui dispozitiv adecvat pentru automatizarea închiderii şi deschiderii unei canalizări de vid cu ajutorul «ventilului electromagnetic pentru vid înaintat» [2] construit în cadrul Institutului de fizică al Academiei R.P.R., pentru cazul cînd intră aer în instalaţie.

În acelaşi timp s-au pornit cercetări în legătură cu posibilitatea de a măsura şi vidul din instalaţie. Încercările noastre preliminare arată că dispozitivul construit poate fi folosit ca instrument de măsurat vidul în limitele de presiune 10^{-1} mm Hg la 10^{-6} mm Hg în mod continuu printr-o simplă comutare pe o scară convenabilă a unui galvanometru. În consecinţă, s-a construit dispozitivul descris mai jos, care poate satisface ambele noastre nevoi (automatizarea închiderii şi deschiderii supapei şi măsurarea vidului) (fig. 1). În ceea ce priveşte noul vacumetru, cercetările în curs ne vor spune în mod riguros caracteristicile lui.

Descrierea vacumetrului

În principiu, noul dispozitiv constă dintr-un filament de platină, ce se încălzeşte pînă aproape de roşu, cu un acumulator de 2 volţi, (sau în alt mod), şi sub care, la aproximativ 3 cm, se află o plăcuţă «receptor» de radiaţie totală. Un galvanometru $1{,}8\times10^{-8}$ pus în circuitul pirometrului ne dă indicaţie asupra vidului.

---

*) Notă prezentată la Institutul de fizică la data de 25 aprilie 1953.

Construcţia vacumetrului

Se construieşte un picioruş de sticlă cu patru electrode repartizate ca în desen.

Elctrodele interioare sînt făcute din sîmă de platină de 0,3 mm, şi de 1 cm lungime; după trecerea prin sticlă sînt prelungite cu sîmă de cupru. Ceilalţi doi electrozi, de la extre-

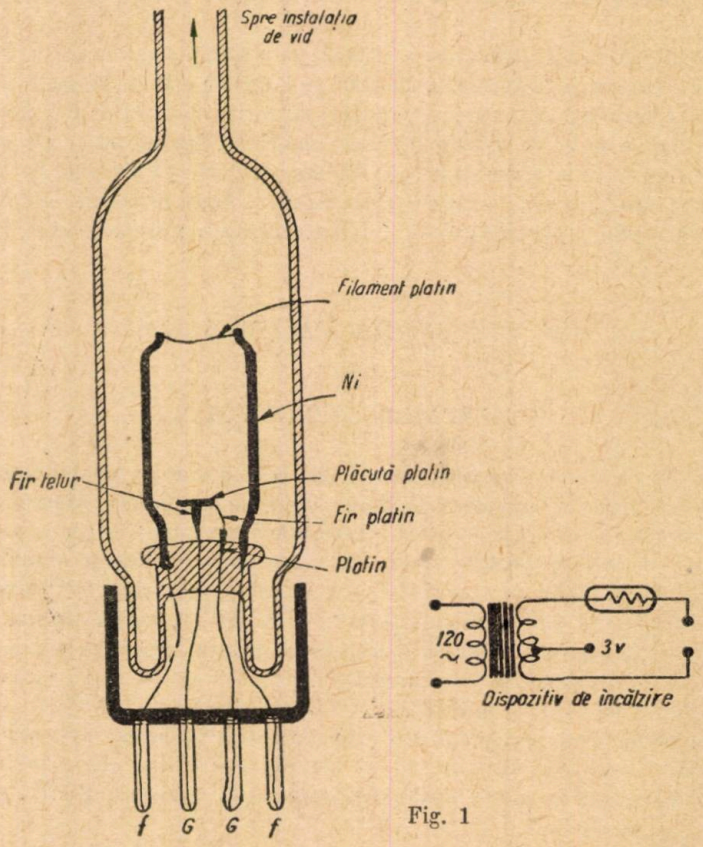


Fig. 1

mităţi sînt din nichel de 0,8 mm diametru iar trecerea prin sticlă este făcută cu «sîrmă de trecere». Pe elctrodul central de platină se sudează o sîrmă de 0,2—0,3 mm diametru de telur de circa 3 mm lungime.

Sîrma aceasta se obţine prin topirea telurului metalic şi aspirarea lui printr-un capilar de sticlă. După aceea cămaşa de sticlă este dizolvată în acizi. La capătul liber al sîrmei de telur se fixează o plăcuţă de platină, de 3×4 mm şi de 6 microni grosime. La marginea acestei plăcuţe se fixează prin sudură o sîrmă de platină care se sudează la celălalt electrod de platină. Filamentul este constituit dintr-o panglică de platină de 1 mm lăţime, 1 cm lungime şi 0,008 mm grosime, aşezat la circa 3 cm de plăcuţă.

Întreg dispozitivul este sudat în r-un balonaş de sticlă prevăzut cu o canalizare ce se poate suda la instalaţia în care se măsoară vidul.

Reuşita noului instrument de măsurat vidul va uşura munca celor ce lucrează cu presiuni joase, atît în ceea ce priveşte măsurarea lor, cît şi în ceea ce priveşte detectarea eventualelor intrări de aer.

BIBLIOGRAFIE

1. Georg Ebinger, acest volum, p. 157
2. N. Martalogu şi G. Ebinger, Studii şi cercetări de fizică, t. V, nr. 3—4, 1954, (sub tipar).

REALIZAREA CELULELOR FOTOVOLTAICE CU SELENIU*)

DE

M. BUBULAC, FL. CIORĂSCU, M. NACHMAN şi M. ONCESCU

1. Introducere

Nevoile industriilor din ţara noastră au pus în faţa Institutului de fizică sarcina stabilirii precise a tehnicii după care poate fi realizat un tip de celulă fotoelectrică.

Colectivul desemnat să se ocupe de această problemă a trebuit să aleagă între cele două mari clase de celule fotoelectrice cu mare răspîndire astăzi: celulele fotoemisive şi celulele fotovoltaice uscate[1]). Primele se caracterizează, mai ales printr-o capacitate electrică mică ceea ce le face potrivite pentru aplicaţii în care trebuie să urmeze fidel fluctuaţiile rapide ale iluminării. Ultimele au ca principal avantaj faptul că nu cer utilizarea în circuitul lor a unei surse electrice, celula însăşi funcţionînd ca generator de tensiune (motiv care îndreptăţeşte după unii autori, denumirea specială a acestora de «fotoelemente»). În plus, ele sînt mai sensibile decît primele. Cu toate acestea, atunci cînd este nevoie să se obţină curenţi fotoelectrici intenşi, întrebuinţarea celulelor fotoemisive este mai indicată, deoarece datorită rezistenţei lor mari, este suficientă o amplificare mai redusă.

Din punct de vedere constructiv, celulele fotovoltaice uscate sînt mai simple decît celulele fotoemisive şi mult mai ieftine. Aceasta se datoreşte şi faptului că materialele necesare se găsesc mai uşor; cele mai multe din aceste materiale se găsesc şi în ţara noastră, pe cînd aproape toate materialele folosite în celulele fotoemisive trebuie importate. În acelaşi timp celulele fotovoltaice uscate se prezintă compacte şi robuste.

Pentru aceste motive s-a considerat că este mai potrivit să se ia întîi în studiu celulele fotovoltaice uscate. Rămînea de ales tipul de celulă fotovoltaică uscată. O asemenea celulă este compusă, în principiu, dintr-un strat semiconductor şi un film metalic subţire, transparent pentru lumină.

După tipul semiconductorului se deosebesc:

1° Celule fotovoltaice cu semiconductor de tip *P*, de exemplu celula Se-Au sau celula Cu_2O—Cu. La aceste celule fotovoltaice, polii electrici care apar sub acţiunea luminii au semnul din figura 1.

2° Celule fotovoltaice cu semiconductor de tip N, de exemplu celula Tl_2S_3—Au sau

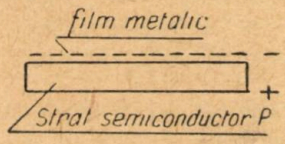


Fig. 1

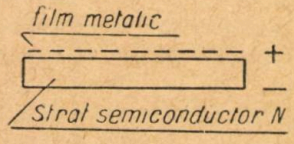


Fig. 2

celula CdO—Cd. La aceste celule fotovoltaice, polii electrici care apar sub acţiunea luminii au semnul din figura 2.

Comportarea diferită a celor două tipuri de celule fotovoltaice uscate se explică prin dispunerea diferită a bandelor de energie ale stratului de baraj, care se formează între semi-

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 20 septembrie 1953.

[1]) În afară de celulele fotoemisive şi celulele fotovoltaice uscate se mai cunosc celulele fotovoltaice cu lichid şi celulele fotorezistive. În ceea ce priveşte terminologia, trebuie amintit că în literatură celulele fotoelectrice se mai numesc fotoelemente sau fotocelule, după cum efeeul fotoelectric se mai numeşte fotoefect: iar celulele fotovoltaice uscate se mai numesc celul foetovoltaice cu strat de baraj sau fotoelemente cu strat de baraj.

conductor şi filmul metalic, faţă de bandele de energie ale stratului semiconductor. Natura stratului de baraj nu se cunoaşte întotdeauna şi explicarea acţiunii lui a dat naştere la numeroase studii [1].

Celulele fotovoltaice cu semiconductor de tip P sînt cele mai cunoscute. Dintre acestea, celulele fotovoltaice cu seleniu sînt singurele care se construiesc astăzi pe cale industrială, datorită următoarelor proprietăţi caracteristice în exploatare:

a) stabilitate mare în timp,

b) sensibilitate mică la variaţiile de temperatură,

c) curba de sensibilitate spectrală foarte apropiată de aceea a ochiului uman.

Celulele fotovoltaice cu semiconductor de tip N, de exemplu cele cu sulfură de taliu asupra cărora s-au îndreptat eforturile mai multor cercetători din cauza sensibilităţii lor ridicate, prezintă neajunsul că pierd ireversibil sensibilitatea indiferent dacă celula funcţionează, sau nu. B. Kolomieţ [2] a obţinut în ultimul timp celule cu sulfură de taliu, a căror sensibilitate nu s-a modificat nici după 8 luni. Tehnica acestor celule fotovoltaice este însă mult mai dificilă, mai ales pentru cercetătorii care atacă prima oară acest domeniu.

V. S. Preston [3] a avut ideea să combine cele două tipuri de fotoelemente, aşezîndu-le în serie; în acest mod tensiunea electromotoare totală va fi dată de suma tensiunilor electromotoare parţiale. Fotoelementul obţinut de Preston este compus dintr-un strat de seleniu, peste care se depune CdO cu Cd în exces.

Pentru realizarea unui tip de celulă fotovoltaică am recurs la procedeul Preston însă, din cauza rezistivităţii mari a stratului format din amestecul de CdO şi Cd, ceea ce ar duce şi la rezistenţe mari de contact, am ajuns la concluzia că fotoelementul trebuie acoperit cu un film subţire de Cd.

2. Detalii de construcţie şi rezultate

Suportul celulei fotovoltaice uscate constă dintr-o placă circulară de fier de 3...4 cm diametru şi 3 mm grosime la care una din feţe se curăţă şi se sablează pînă devine rugoasă. Pe această faţă se suprapune un strat de seleniu topit care apoi se tratează termic în mod potrivit pînă cristalizează.

Depunerea stratului de CdO cu Cd în exces se face prin pulverizare catodică într-un amestec de aer şi argon într-o incintă de fier racordată la o instalaţie de vid şi la o instalaţie de admisie a aerului şi argonului. Incinta de fier cu electrozi masivi are rolul de a asigura o temperatură cît mai coborîtă a celulei. De altfel pentru a se evita încălzirea celulei şi a catodului în timpul depunerii, aceasta se face în etape de cîte trei minute separate prin pauze de aceeaşi durată.

Întreaga operaţie de pulverizare catodică trebuie condusă cu multă grijă, mai ales în ceea ce priveşte compoziţia gazului. De remarcat, în special, că urme cît de slabe de vapori de mercur, provenite din pompa de difuzie sau din joja pentru măsurarea presiunii, compromit definitiv orice celulă.

Filmul metalic de Cd se poate depune prin pulverizare catodică sau prin evaporare în vid şi are o grosime de 0,1...0,2 μ. În acest mod s-au realizat celule fotovoltaice uscate de compoziţia Se—CdO+Cd—Cd.

Prin aceste operaţii s-au obţinut celule fotovoltaice, care dau pînă la 4 m A în soare. sensibilitatea lor măsurată cu un bec incandescent, cu temperatura de culoare de 2850°K, este 600...700 μ A (lumen; tensiunea electromotoare fiind de 400 m V).

Dificultăţile de care ne-am lovit au fost nereproductibilitatea şi cantitatea mare de rebuturi. La majoritatea celulelor s-a observat un scurt circuit datorită golurilor care rămîneau în stratul de seleniu la depunerea acestuia, deci contactului între suport şi stratul superficial.

Pentru realizarea unui tip de celulă fotovoltaică uscată reproductibilă, la care variații mici în condițiile de lucru să nu ducă la modificarea puternică a proprietăților electrice în sens nefavorabil, a fost înlăturat stratul format din amestecul CdO+Cd, realizîndu-se celula fotovoltaică cu seleniu de compoziție Se—Cd. La această soluție reproductibilitatea este satisfăcătoare și numărul rebuturilor este relativ mic.

Pentru asigurarea unui bun contact cu electrodul superior s-a depus prin «șprițuire» un inel colector de cositor; cu ajutorul unui compresor, metalul topit este suflat pe celulă printr-o diuză anume încălzită, inelul fiind delimitat de un ecran potrivit ales. S-a constatat că sensibilitatea celulei fotovoltaice cu un inel coletcor crește aproape cu un ordin de mărime.

În aceste condiții s-au obținut celule fotovoltaice cu seleniu care dau un curent de scurt circuit de un miliamper în soare. Sensibilitatea lor măsurată cu același bec incandescent, cu temperatura de culoare de 2850°K, este 200 μA/lumen, iar tensiunea electromotoare este de 300 m V. Rezistența, în sensul direct, este cuprinsă între 200 și 2000 Ω, variind în funcție de grosimea stratului depus. Stratul de seleniu are o grosime de 40...100 μ, iar filmul de cadmiu 0,1...0,2 μ.

Concluzii

Rezultatele sînt obținute prin măsurări făcute asupra a peste 100 încercări realizate.

În acest domeniu tehnica este mult mai dezvoltată decît sînt cunoștințele științifice; acestea din urmă nu aduc deci decît o slabă contribuție la tratarea problemei în toate detaliile ei. O primă consecință a acestei situații este că fabricile producătoare de celule fotovoltaice și-au stabilit, aproape în mod empiric, anumite procedee de lucru de care se țin foarte strîns. Cu toate acestea, proprietățile principale ale fotocelulelor variază foarte mult de la o mostră la alta, chiar cînd ele au fost obținute prin aceleași metode și, aparent, în aceleași condiții. De această situație, care constituie o dificultate foarte mare, ne-am izbit și mai puternic, mai ales la început.

De mai multe ori, dar foarte nesistematic, am obținut celule cu sensibilități pînă la de 3...4 ori mai mari.

Asupra stabilității în timp s-a constatat că celulele fabricate acum un an își păstrează încă aceleași caracteristici.

Asupra sensibilității spectrale nu s-au făcut măsurări, deoarece se presupune că aceste celule fotovoltaice vor fi folosite în lumină integrală.

Procedeul folosit rămîne un procedeu de laborator. Pasul următor, adică trecerea la o fabricație semiindustrială, nu ni se pare prea complicat, dar noi nu ne-am preocupat de această chestiune care ar fi cerut investiții mai serioase.

De asemenea nu ne-am preocupat de o altă serie de detalii, pe care le-ar implica o construcție în serie, ca: acoperirea celulei cu un strat din material transparent dar protector pentru filmul de cadmium, montura celulei, contacte rezistente în timp etc.

BIBLIOGRAFIE

1. S. I. Lukianov, *Fotoelementî*. Izd. Akad. Nauk SSSR, Moscova-Leningrad, 1948.
2. B. Kolomieț, JTF, 1947, vol. XVII, nr. 2.
3. J. S. Preston, Proceedings of the royal society, 1950, seria A, vol. 202, nr. 1071, p. 449.

REȚETA DE PREPARARE A UNUI ADEZIV STICLĂ/STICLĂ ȘI TEHNICA LUI DE APLICARE LA LIPIREA CELULELOR DE ELECTROFOREZĂ *)

DE

E. DANCIU

Problema preparării unui adeziv pentru lipit sticlă pe sticlă, s-a ivit cu ocazia defectării celulelor aparatului de electroforeză Tiselius, tip Fokal B, existent la I.F.A.

Aceste celule au fost lipite cu adeziv impropriu pentru soluțiile apoase cu care se lucrează la acest aparat, deoarece s-au dezlipit în timpul lucrului. S-a încercat la început folosirea unei rețete recomandată de literatura de specialitate. Policondensatul de dietilenglicol și anhidridă maleică implică o tehnică de aplicare mult prea greoaie. Nu am folosit această rețetă, nu numai din cauză că presupunea o serie de dificultăți practice, greu de eliminat, ci și din motivul că o astfel de rășină, avînd în structura ei heterocatene [1] (legături esterice), este mai puțin rezistentă la agenții chimici a căror acțiune lentă poate produce hidrolize în înseși catenele principale poliesterice. O astfel de acțiune ar fi produs și soluțiile apoase slab bazice, cu care se lucrează în celulele de electroforeză.

Avînd în vedere aceste considerații de ordin practic, cît și cele de ordin teoretic, pe care le voi schița mai jos, am utilizat ca adeziv pentru lipirea sticlă/sticlă, rezistent la soluțiile apoase, un amestec de poliacetați de vinil de diferite greutăți moleculare, dizolvat în monomer. Tehnica de aplicare constă în «uscarea» peliculei prin polimerizarea solventului (monomerul) în însăși pelicula de adeziune.

1. Considerații teoretice asupra proprietăților adezive ale acetatului de polivinil față de sticlă și consecințele practice ce urmează din ele

Se știe că în fenomenul de adsorbție la corpurile solide, suprafețele formate din molecule polare adsorb bine moleculele polare și mai slab pe cele nepolare.

O astfel de suprafață cu molecule polare este și a sticlei [2]. Pe de altă parte, acetatul de polivinil prezintă la rîndul lui grupe laterale (CH_3-COO-), polare și ele.

Între cele două tipuri de macromolecule, polisilicat și poliacetat, iau naștere legături de tip polar prin intermediul grupelor laterale. Are loc deci o «adsorbție polarizantă» a poliacetatului de vinil la suprafața sticlei.

Bazat pe aceste considerații, și pe faptul că poliacetatul de vinil nu este solubil în soluții apoase slab bazice sau acide, am ales dintre polimerii vinilici, acest polimer, de altfel singurul care se poate prepara astăzi cu materii prime fabricate la noi în țară. Se mai știe apoi că în soluție, macromoleculele au o formă ondulată [3] ajungînd pînă la forma de ghem, încît, numai o foarte mică parte din resturile de acetat participă la adeziune.

Datorită faptului că într-un sistem dispers suprafața specifică crește cu gradul de dispersie, macromoleculele cu grad de polimerizare mai mic pot interveni cu un număr mai mare de astfel de grupe periferice, raportat la masa particulelor. În plus, moleculele mici avînd un volum mai redus și deci o mobilitate mai mare în soluție, se vor adsorbi în număr mai mare la suprafața de sticlă, cît timp pelicula de adeziune este încă fluidă.

Utilizînd deci un poliacetat de vinil cu grade de polimerizare variind în limite largi, va rezulta o peliculă solidă în care macromoleculele cu greutate moleculară mare vor constitui scheletul și vor conferi rezistență mecanică sistemului, iar cele mai mici vor constitui liantul între cele mari și suprafața de sticlă. Această polidispersie a sistemului și faptul că macromo-

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 23 mai 1953.

leculele mari sînt parțial înghemuite, asigură peliculei și o oarecare elasticitate, făcînd-o capabilă să sufere eforturi mecanice, relativ mari, chiar la temperaturi mai joase (în jurul lui 0°C), condiție necesară în cazul celulelor de electroforeză.

Am amintit mai sus de importanța fenomenelor superficiale ce au loc în stratul de adsorbție de la suprafața sticlei. Utilizîndu-se un solvent polar la dizolvarea polimerului, suprafața polară a sticlei se va ocupa cu moleculele solventului, dată fiind mobilitatea lor mai mare și deci posibilitatea de adsorbție mărită față de macromolecule, polare și ele.

Se impune deci utilizarea unui solvent nepolar (benzen), sau utilizarea unei soluții de polimer în monomer și polimerizarea acestuia în pelicule de adeziune. În modul acesta, deși la aplicarea soluției de adeziv suprafața de sticlă va fi ocupată de moleculele obișnuite de monomer, acestea vor fi transformate ulterior în polimer și anume în macromolecule cu greutate moleculară mică, ce asigură, după cum am arătat, o adeziune mai bună.

Pentru a rezulta o polimerizare nu prea avansată în peliculă, se adaugă cantități relativ mari de inițiator de polimerizare (1—2%), numărul centrelor de inițiere crescînd cu cantitatea de catalizator. În cele de mai sus am arătat numai aspectul calitativ al fenomenelor ce intervin la aplicarea rețetei, suficient pentru a motiva alegerea ei și a tehnicii de lucru.

2. Rețeta de preparare a adezivului și tehnica lui de aplicare

S-a utilizat o soluție în care faza dispersă era constituită din două sorturi de poliacetat de vinil, preparat prin polimerizare în suspensie după rețete uzuale, obținîndu-se un polimer cu greutate moleculară medie Mm=100 000, iar celălalt cu Mm=20 000 (deduse din determinări de viscozitate).

Se iau părți egale din cele două sorturi și se dizolvă în acetat de vinil monomer pentru a rezulta o soluție 10 % poliacetat de vinil. Se adaugă acestei soluții imediat, înainte de a se aplica pe suprafețele de lipire, 1—2 % peroxid de benzoil față de polimerul dizolvat. Tehnica de lipire aplicată la formarea unei celule de electroforeză este următoarea: cu ajutorul unei pipete, se întinde soluția pe suprafețele de lipire, și se presează apoi plăcile menținute paralele două cîte două, în timpul operației, cu ajutorul unor plăci de oțel dimensionate pe lumina interioară a brațului celulei în formă de paralelipiped. Se lasă apoi 5—6 ore pentru ca o parte din solvent (monomer) să se evapore și pelicula de adeziune să devină destul de rezistentă ca să se poată scoate plăcile de oțel și să se elimine excesul de polimer ieșit pe marginea suprafețelor lipite, îndeosebi în interior. Ca solvent de spălare, s-a utilizat alcool metilic diluat cu apă (o soluție de circa 75 %) pentru a-i micșora puterea dizolvantă. Se verifică dacă aderența este uniformă pe toată suprafața de lipire, și se pune apoi la polimerizare. Pentru aceasta se presează plăcile de sticlă cu greutăți și se țin la etuvă după următorul regim de temperatură: cîte 1 oră la 50, 60, și final 75°C.

În acest timp, restul de monomer din peliculă polimerizează. Asamblarea brațelor celulei se face după același procedeu. Celula astfel lipită, a fost supusă următoarelor verificări:

a) Paralelismul fețelor lipite în cîmpul optic al aparatului de electroforeză. Nu s-a observat nici o perturbație în înregistrările optice.

b) Rezistența mecanică a lipiturii, presînd asupra pereților laterali cu ajutorul dispozitivului de deplasare a secțiunilor celulei existent la stativul fiecărei celule. La eforturi de 3—4 ori mai mari decît cele aplicate în mod normal, nu s-a observat nici o modificare.

c) Rezistența peliculei de adeziune la soluția apoasă de fosfat disodic, cu care se lucrează curent în analizele electroforetice, ținînd celula într-o astfel de soluție timp de 3 zile.

Deși polimerul din peliculă a suferit o oarecare imbibiție cu apă, rezistența mecanică era încă acceptabilă. După uscare, rezistența revenea la cea inițială.

În privința rezistenței la temperatură, dată fiind polidispersia polimerului din peliculă, aceasta rezistă cel mai bine tocmai în domeniul temperaturilor la care se lucrează cu aparatul de electroforeză (0—20°C).

Concluzii

1. Prin utilizarea polimerilor vinilici, cu grad de polimerizare eterogen, cu adeziv pentru lipirea sticlă/sticlă, în cazul celulelor diverselor sisteme optice de analiză, se obțin rezultate satisfăcătoare aplicînd tehnica expusă în această lucrare.

2. După condițiile în care se lucrează, se pot alege diverși polimeri care să satisfacă cerințele de lucru. Astfel, pentru a lipi celule sau obiecte de sticlă în general, care să reziste solvenților organici, este recomandabil, și s-a încercat cu rezultate foarte bune, alcoolul polivinilic insolubilizat în peliculă cu o soluție de acid boric și bicromat de potasiu. Pelicula de adeziune devine în acest mod rezistentă într-o oarecare măsură chiar la soluții apoase.

3. Pentru a se putea lucra la temperaturi mai ridicate decît cu acetatul de polivinil, este indicat polimetacrilatul de metil sau mai bine un copolimer de metacrilat cu acetat de vinil care prezintă o elasticitate mai bună. În acest caz se poate aplica tehnica expusă la acetatul de polivinil.

4. Utilizînd tehnica polimerizării solventului în pelicula de adeziune, se elimină dificultățile întîmpinate cu solvenți obișnuiți: eliminarea lor completă prin evaporare duce la formarea unei pelicule cu porozități și la obținerea unei adeziuni mai slabe.

5. Tehnica de lucru este proprie extinderii unor astfel de lucrări la lipirea sticlei pe metal, care s-a încercat și a dat rezultate satisfăcătoare.

6. Această tehnică de lipire bazată pe utilizarea unor polimeri cu grad de polimerizare eterogen și «uscarea» adezivului prin polimerizarea solventului, mai poate fi aplicată la fabricarea sticlei „securit" și a vizorilor „incasabili", la aparatura chimică industrială.

BIBLIOGRAFIE

1. V. V. Korșak, Anal. Rom.-Sov., Seria chimie, anul IV, nr. 3, p. 33.
2. A. Dumanski, *Coloizii*. Ed. de Stat, București, 1949.
3. V. V. Korșak i S. R. Rafikov, *Vvedenie c izuceniu vîsokomoleculiarnîh soedinenii*. Izd. A.N. SSSR., Moscova-Leningrad, 1946.

ELABORAREA DE EMULSII NUCLEARE CU MATERII PRIME INDIGENE *)

DE

M. NICOLAIE

Emulsiile nucleare sînt emulsii fotografice de tip special, care au următoarele caractere specifice:

a) o concentrație foarte ridicată în bromură de argint (peste 70 % de obicei);

b) o granulație foarte fină;

c) o grosime mare a stratului sensibil.

Emulsiile cu strat gros au fost preparate pentru prima oară de Misovski în 1927. Ele au fost aplicate de Baranov la studiul incluziilor radioactive ale unor roci sedimentare. Aleksandrov, le-a aplicat la studiul combinațiilor radiului. Perfecționări și studii sistematice asupra lor au fost făcute apoi de Jdanov și colaboratorii săi și de mulți alți cercetători.

Emulsiile nucleare se întrebuințează astăzi pe scară largă în laboratoarele de fizică nucleară, pentru studiul diferitelor radiații ionizante.

---

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 7 octombrie 1953.

În lucrările executate de noi, am studiat prepararea emulsiilor nucleare, pentru raze α. Experienţele efectuate au avut trei obiective:

I. Găsirea unei emulsii care să corespundă din punctul de vedere al sensibilităţii, răspunzînd totodată cerinţelor de granulaţie şi concentraţie în halogenură de argint.

II. Realizarea unei pelicule de grosime dorită, rezistentă şi aderentă pe suport.

III. Determinarea caracteristicilor emulsiei studiate, necesare studiilor cantitative.

I

După indicaţiile din literatură s-au preparat mai întîi emulsii cu concentraţie de 78 % şi 82 % bromură de argint.

Rezultatele expuse mai jos se referă la prepararea unei emulsii cu o concentraţie de 85 % bromură de argint (în emulsia uscată).

Reţeta acestei emulsii a fost propusă de noi pe baza unui calcul stoechiometric, în care luînd un mic exces de bromură de potasiu, am considerat azotatul de argint ca reactant limitativ.

După cum se ştie, emulsia fotografică este o dispersie fină de cristale de bromură de argint într-o soluţie de gelatină, care serveşte ca mediu de dispersie.

Pentru prepararea emulsiei de mai sus se pregătesc următoarele trei soluţii:

a) Gelatină . . . . . 3,4 g
Apă distilată . . . . . 72 cm³
b) KBr. . . . . 13,1 g
Apă distilată . . . . . 28 cm³
KI . . . . . 2 cm³ sol. 10 %
c) $AgNO_3$ . . . . . 18,6 g
Apă distilată . . . . . 30 cm³

Precipitarea se face la 42°, picurîndu-se simultan din două biurete soluţiile *b* şi *c* în soluţia *a*, timp de 40, 35 sau 30 de minute, după cum vrem să obţinem o granulaţie mai fină sau mai puţin fină. Se toarnă mai întîi 0,5 cm³ din soluţia *b* şi apoi din amîndouă, potrivindu-se astfel debitul lor, ca turnarea soluţiei *b* să dureze cu un minut mai mult, pentru a asigura precipitarea cantitativă a sării de argint.

Precipitarea se face sub agitare mecanică cît mai uniformă în tot volumul soluţiei.

În continuare are loc maturaţia emulsiei la 42°, sub agitare, timp de 45 de minute. Emulsia răcită se congelează, se taie mărunt şi apoi se spală timp de 15 ore. Se usucă 4—5 ore şi apoi se topeşte. În timpul acestei operaţii, care se face la 35° timp de 15 minute, se toarnă 11 cm³ dintr-o soluţie de finisare ce conţine:

Apă distilată . . . . . 43,2 %
Alaun de Al şi K . . . . . 1,11 %
Alcool 96 % . . . . . 26,28 %
KBr . . . . . 0,04 %
Glicerină . . . . . 29,37 %

Emulsia preparată ca mai sus, la circa 35°, este apoi întinsă pe suportul de sticlă peste un strat subţire de gelatină.

II

Pentru o prindere mai bună a stratului pe suport, emulsia se întinde peste o peliculă foarte subţire, depusă dintr-o soluţie de gelatină 2 %, la care s-au adăugat 2,5 cm³, dintr-o soluţie 2 % de sulfat dublu de aluminiu şi potasiu (alaunul are rolul de a întări gelatina, iar stratul prealabil de gelatină fixează emulsia pe suport).

Experienţele au arătat că stratul de gelatină trebuie să fie bine uscat înainte de întinderea emulsiei peste el.

Plăcile preparate de noi au avut o grosime a stratului de 30—100 microni. Am găsit că pentru o grosime a stratului de 50 microni, e necesar a se turna pe cm^2 de placă 0,0445 cm^3 de emulsie.

III

CARACTERISTICILE EMULSIEI

Compoziţia emulsiei

AgBr	84 %
AgI	1,16 %
Gelatină	14,84 %

Compoziţia integrală

	Emulsie umedă	*Emulsie uscată*
AgBr	70,5 %	73,5 %
AgI	1,00 %	1,02 %
Gelatină	11,80 %	12,35 %
Glicerină	12,14 %	12,65 %
Adaus secundar	0,46 %	0,48 %
Apă	4,1 %	—

Am lucrat cu gelatină romînească fabricaţie Mărăşeşti de următoarea compoziţie:

Carbon	41,8 %
Hidrogen	7,12 %
Azot	14,02 %
Oxigen	34,5 %
Sulf	0,08 %
Substanţe minerale (cenuşă)	2,58 %
Clor	0,01 %

Pe baza analizei gelatinei de mai sus am stabilit următoarea compoziţie elementară a emulsiei.

	Emulsie umedă	*Emulsie uscată*
Carbon	9,70 %	10,2 %
Hidrogen	2,4 %	1,89 %
Azot	1,7 %	1,8 %
Oxigen	14,01 %	10,96 %
Argint	41,15 %	42,92 %
Brom	29,9 %	31,2 %
Iod	0,54 %	0,54 %
Substanţe minerale	0,51 %	0,51 %

Constantele emulsiei

Densitatea emulsiei	3,8 g/cm^3
AgBr	84 %
AgI	1,16 %
Concentraţia de halog. Ag. în emulsie	3,6 g/cm^3
Diametrul mediu al granulaţiei	0,2 microni
Masa medie a granulei	$1{,}65 \cdot 10^{-14}$
Nr. granule/cm^3 de emulsie	$2{,}79 \cdot 10^{14}$

Factorul de contracţie este raportul între grosimea iniţială a stratului de emulsie şi grosimea aceluiaşi strat după fixare. Prin metoda de măsurare a stratului am găsit 2,5. Prin metoda cîntăririi am determinat un factor de contracţie de 2,52.

Puterea de oprire a emulsiei este raportul între lungimea traiectoriei particulei în aer şi lungimea traiectoriei aceleiaşi particule în emulsie.

Prin metoda experimentală, impresionînd cu raze α de Po, am găsit o putere de frînare de 1.760.

Caracteristicile de mai sus se referă la emulsia preparată de noi cu o concentrație de 85 % în bromură de argint și timp de precipitare de 40 de minute, după rețeta arătată.

Nu am determinat limitele de sensibilitate ale acestei emulsii față de diferite radiații.

Emulsiile preparate s-au dovedit a fi potrivite pentru înregistrare de particule α.

Au un fond scăzut și sensibilitate mică față de lumina vizibilă.

Ele au fost încercate și față de acțiunea razelor cosmice cu unele rezultate pozitive.

BIBLIOGRAFIE

1. Demes P., C.J.R. A. 25, 1947, nr. 4, p. 223.
2. Hölg W. Jenny L., Helv. Phys. Act., 1948, vol. 21, nr. 2, p. 131.
3. Powelle C. F., Ochialini P. G., U.F.N., vol. XXXV, fasc. I, p. 213.
4. Welb J., U.F.N., 1949, vol. XXXVIII, fasc. I, p. 78.
5. *** *Radiografia.* Sbornik statei. Izdatelstvo I.l., Moscova, 1952.
6. *** *Fotograficeskii metod v cadernoifizike.* Sbornik statei. Izdatelstvo i.l., Moscova. 1952.

UNELE REALIZĂRI CU PRIVIRE LA DISTILAREA MOLECULARĂ DISCONTINUĂ *)

DE

TIBERIU VISKY

Distilarea moleculară este metoda care permite distilarea în vid înaintat a substanțelor termolabile, cu punct de fierbere ridicat.

În laboratoarele din țară, după știrea noastră, distilarea moleculară nu este încă utilizată. Dificultatea principală care a împiedicat introducerea și răspîndirea în laboratoarele noastre de chimie a acestei metode avantajoase de lucru constă în faptul, că aparatele descrise în literatură prezintă în general următoarele inconveniente:

1) sînt complicate;

2) în măsura în care nu sînt complicate, simplitatea construcției este condiționată de utilizarea unor sticle cu calități speciale (mai ales în ceea ce privește solicitarea termică);

3) domeniul de utilizare este restrîns (aparatele continuie pot fi utilizate numai pentru lichide; aparatele discontinue, cu toate că pot fi utilizate și pentru sublimare moleculară, nu sînt avantajoase pentru propagarea reacțiilor de policondensare, sau în general pentru lucrări, unde reziduul se îndepărtează greu din vasul de distilare).

Aparatul prezentat în această Notă înlătură cea mai mare parte a dezavantajelor enumerate mai sus. Aparatul este de tipul celor pentru distilare moleculară discontinuă, cu toate avantajele și dezavantajele acestora, avînd însă următoarele caracteristici, care-l deosebesc de aparatele discontinue uzuale:

1) nu necesită sticlă cu calități speciale (în afară de două capace de exicator Iena, care se pot găsi însă destul de ușor într-un laborator;

2) construcția simplă a aparatului;

3) poate fi utilizat atît pentru distilare și sublimare moleculară, cît și pentru propagarea reacțiilor chimice permițînd obținerea unui reziduu pur în orice condiții;

4) este foarte ușor de manipulat și se curăță ușor.

---

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 9 octombrie 1953.

Instalaţia noastră este reprezentată în figura 1 şi se compune din următoarele piese:

— Două capace de exicator Iena *1*.

— Suprafaţa de condensare *2*.

— Tubul de legătură cu instalaţia de vid, prevăzut cu şlif *3*. Această piesă este prevăzută cu două treceri de sîrmă protejate prin două borne metalice *9*, tub lateral pentru termocuplu *5* şi tub de legătură cu vidul preliminar *10*;

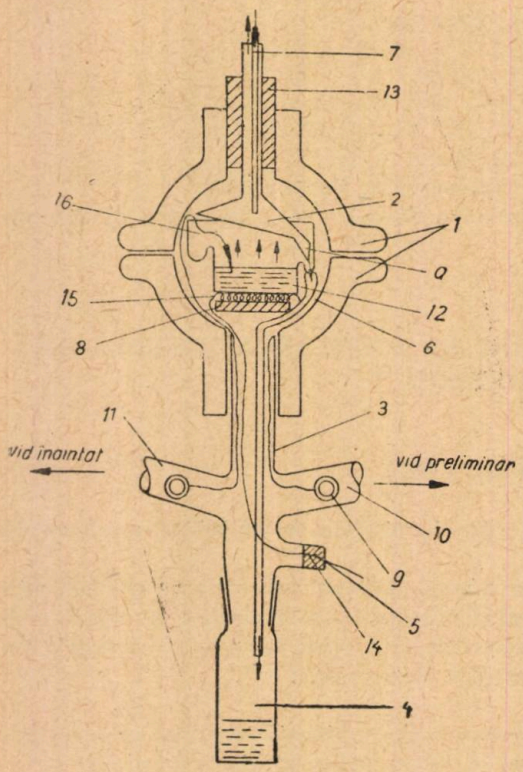


Fig. 1

— Pîlnie de colectare *6*;

— Sifon de răcire *7*;

— Placă de sticlă pentru susţinerea reşoului şi a vasului de distilare *8*;

— Vas de colectare a distilatului *4*;

— Tub de sticlă *11* pentru legătura cu pompa de difuzie (cu robinet şi o capcană pentru vapori);

— Vas de distilare *12*;

— Un dop de cauciuc perforat *13* cu un diametru de 29 mm şi un dop de cauciuc *14* cu un diametru de 9,5 mm pentru termocuplu;

— Reşou electric *15* de 80 watt;

— Termocuplu de cupru—constantan 16 cu instrumentul de măsură respectiv. Sudura este îmbrăcată în sticlă;

— Un vas Dewar;

— Două tuburi de cauciuc pentru vid;

— Pompă de difuzie (cu parafină) şi pompă de vid preliminar formînd un agregat (tip «Chirana»);

— Stativ de lemn pentru instalaţie.

Etanşeizarea capacelor *1* se face printr-o garnitură de cauciuc de 1,5 mm grosime, unsă în prealabil cu puţină unsoare Ramsay.

Instalaţia funcţionează în modul următor: lichidul de distilat se găseşte în vasul *12*. Se închide robinetul tubului *11* şi se videază instalaţia cu pompa de vid preliminar prin tubul *10*. În acest fel se face degazarea substanţei de distilat.

După terminarea degazării se închide robinetul de la tubul *10* şi se deschide robinetul de la tubul *11*, punînd în legătură instalaţia cu pompa de difuzie.

Încălzirea lichidului de distilat se face prin reşoul *15*. Vaporii care părăsesc lichidul dau de suprafaţa de condensare *2*, unde se condensează, iar suprafaţa *2* fiind oblică, filmul de lichid format sau picăturile trec la pintenul *a*, care este punctul cel mai jos şi curg în pîlnia de colectare *6*. Din pîlnia de colectare *6* lichidul curge în vasul *4* de colectare a distilatului.

Temperatura lichidului se măsoară cu termocuplul *16*. O capcană de vapori (după tubul *11*) împiedică vaporii substanţelor volatile să ajungă în pompa de difuzie.

Vidul se apreciază în instalaţie prin descărcare electrică cu ajutorul unui aparat de înaltă frecvenţă.

În timpul distilării, descărcarea trebuie să fie complet tăiată.

Utilizarea capacelor de exicator la construirea unui aparat de distilare moleculară se menționează în literatură cu ocazia descrierii unei instalații de distilare moleculară pentru propagarea reacțiilor de policondensare [*1*]. Aparatul descris nu poate fi utilizat însă pentru distilare moleculară propriu-zisă, deoarece nu are nici un fel de dispozitiv pentru colectarea distilatului, Modificările și completările impuse de acest fapt au condus la aparatul prezentat în această Comunicare.

Față de aparatul descris [1] completările și modificările făcute de noi au fost următoarele:

a) Dispozitivul pentru colectarea distilatului.

b) Suprafața metalică de condensare.

(În cursul încercărilor făcute s-a dovedit, că suprafața de condensare din sticlă, precum se arată în [1], nu rezistă presiunii atmosferice.

Suprafața metalică asigură, în afară de rezistență mecanică, și o răcire foarte bună).

c) Forma vasului de distilare *12* scurtat la dimensiunile necesare, după cum se descrie în [1]

(Utilizînd drept vas de distilare un pahar Berzelius scurtat la dimensiunile necesare, după cum se descrie în [1], în cursul experiențelor a apărut următoarea dificultate: în timpul distilării, capacele de exicator au început să se aburească, distilatul condensîndu-se în parte pe pereții interiori ai capacelor. După aburire urma o condensare în picături, iar picăturile ajungînd la reșou se descompuneau și modificau vidul. Utilizînd un vas de distilare de forma arătată în figura 1, prevăzut cu o rigolă, acest inconvenient a fost înlăturat, deoarece din cauza formei vasului de distilare s-a realizat o dirijare a vaporilor către suprafața de condensare, iar picăturile condensate pe părțile superioare mai reci ale vasului de distilare se adună în rigola vasului și ajung și ele la pîlnia de colectare 6.

Apariția aburirii pe pereții capacelor după această modificare devine un indiciu pentru faptul, că debitul de vapori este prea mare, deci încălzirea lichidului este prea rapidă și suprafața de condensare nu mai poate condensa toată cantitatea de vapori. Aburirea pereților indică deci apariția presiunii în spațiul de distilare.

d) Simplificarea dispozitivului de susținere a vasului de distilare (dispozitivul de sticlă destul de fragil al aparatului descris în [1] a fost înlocuit printr-o simplă placă de sticlă *8*.

Precum rezultă din literatură ([2], [3] după Chemisches Zentralblatt) pornind de la aparatul descris în [1] s-au mai construit aparate de distilare moleculară: articolele însă, în care sînt descrise aceste aparate, nu mi-au fost accesibile.

BIBLIOGRAFIE

1. W. H. Carothers a. J. W. Hill, J. Amer. Chem. Soc., 1932, vol. 54, p. 1557.
2. M. A. Șișakov, Himiceski Jurnal, seria G, Uspehii himii, 1933, nr. 2, p. 358.
3. J. W. Hill, Science, 1932, vol. 76, p. 218.

TEORIA POLARONILOR A LUI PEKAR *)

DE

V. SERGIESCU

1. Introducere

Toate problemele legate de proprietățile corpurilor solide, interpretate din punct de vedere atomic, se izbesc de o dificultate practică importantă: luarea în considerație a interacțiunii dintre particulele lor constitutive. Această dificultate nu poate fi ignorată și nici ocolită, interacțiunea internă fiind din punct de vedere dinamic caracteristica esențială a solidului prin raport, de exemplu, cu un gaz (perfect). Or, o tratare consecventă a acestei interacțiuni ne conduce la o ecuație cu derivate parțiale pentru o funcție de undă depinzînd de foarte multe variabile, ecuație în general nesoparabilă și deci foarte dificilă. De aceea se impune căutarea unei soluții aproximative a problemei în termenii teoriei unei singure particule; elaborarea unei metode adecvate acestui scop a dus în decursul timpului la așa numita *teorie a zonelor*.

Să considerăm un electron într-un cristal, provenit fie din afară, fie dintr-o regiune depărtată a cristalului. Potrivit unui procedeu folosit mai întîi în teoria atomului izolat (cu mai mulți electroni), se consideră mișcarea acestui electron ca efectuîndu-se nu sub acțiunea unor forțe variind foarte neregulat în timp, ci sub acțiunea unui cîmp constant în timp, ales astfel încît să reprezinte destul de bine efectul *mijlociu* al acestor forțe și numit îndeobște cîmp self-consistent. În teoria zonelor, cîmpul self-consistent într-un cristal ideal este considerat periodic în spațiu, el exprimînd astfel proprietatea de definiție a unei rețele cristaline. Din această proprietate pur geometrică rezultă, cu ajutorul teoriei grupurilor, proprietăți foarte importante și foarte generale ale mișcării electronului considerat. Amintim aici structura în bande a spectrului energiei și forma de undă plană modulată, $\psi(\vec{r}) = u(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}}$, a funcției de undă a electronului. În particular, ultima proprietate este susceptibilă de o interpretare intuitivă: electronul se poate mișca în întreg cristalul, dar are o probabilitate de localizare mai mare în dreptul nodurilor rețelei. După cum această «preferință» acordată nodurilor este mai mare sau mai mică, se vorbește în teoria zonelor de electroni legați sau liberi. Este evident că nu există electroni perfect legați sau perfect liberi, aceste două cazuri fiind numai două aproximații limită ale situației reale. Pentru unii electroni («interni») aproximația electronilor legați este mai bună, pentru alții («de valență») aproximația electronilor liberi este mai indicată.

Teoria polaronilor reprezintă o încercare de a ne apropia mult de realitate, prin luarea în considerație a interacțiunilor complexe dintr-un cristal. Ea corectează metoda cîmpului self-consistent periodic, suprapunînd peste acest cîmp un termen perturbator legat de interacțiunea dintre electronul considerat și vecinătatea lui. E clar că periodicitatea cîmpului cristalin este stricată de electronul nostru (care, să nu uităm, este un electron *suplimentar*, numit de Pekar electron de *conductibilitate)*; și este greșit să considerăm mică această perturbație

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 28 aprilie 1953.

sub motiv că ea este datorită unui singur electron, în timp ce periodicitatea e provocată de toți electronii și nucleii cristalului. Căci ea este mică la mare distanță de electron, dar este puternică în vecinătatea lui și tocmai această vecinătate are cea mai mare influență asupra mișcării electronului. În teoria polaronilor, luarea în considerare a termenului perturbator conduce la apariția unor stări speciale locale ale electronului de conductibilitate, care din punct de vedere energetic se află *sub* banda de conducție din teoria zonelor. Aceste noi stări se numesc *polaronice*.

Conceptul de polaron își are originea într-o idee a lui Landau emisă în 1933. Pînă în 1946, acest concept a dus mai mult o viață latentă, fiind considerat ca o posibilitate interesantă dar pur speculativă, mai ales după încercarea ratată de a identifica centrele F cu polaronii [1]). Din anul 1946, Pekar și colaboratorii săi au reluat problema pe plan teoretic (numele de polaron e datorit lui Pekar) într-o serie de lucrări care se continuă și astăzi. La sfîrșitul anului 1951, aceste lucrări au fost rezumate într-o lucrare de ansamblu, remarcabilă prin claritatea și stringența logică a expunerii și esențială pentru problema «realității» teoriei printr-un ultim capitol, în care se face inventarul tuturor confruntărilor cu experiența, încercate pînă atunci. Această monografie stă la baza prezentului referat [1], împreună cu o dare de seamă apărută în cursul anului trecut [2].

2. Proprietățile stărilor polaronice. Starea fundamentală

Vom începe cu starea *fundamentală*, aceea sugerată de Landau în anul 1933. Această stare poate fi înțeleasă și din punct de vedere clasic și se bazează pe fenomenul de inducție electrostatică. Vom considera pentru început un electron într-un mediu continuu polarizabil În prezența electronului, apare o polarizare realizată prin dipoli așezați radial. Este clar că acțiunile acestor dipoli, odată formați, «țintuiesc» electronul pe locul său, ceea ce duce la stabilitatea stării astfel realizate: electronul polarizează mediul, care la rîndul lui fixează electronul și îi întreține acțiunea sa de polarizare (fig. 1). Este caracteristică pentru metoda folosită de

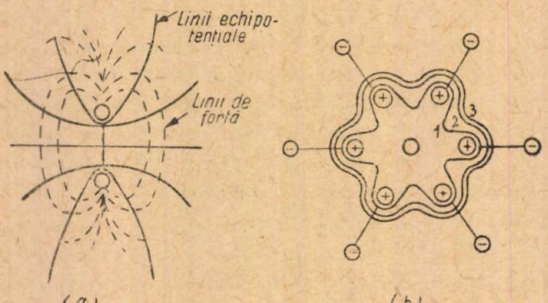


Fig. 1. — *(a)* Liniile de forță și liniile echipotențiale ale unui dipol; *(b)* Electronul de conductibilitate înconjurat de dipolii radiali ai mediului; curbele 1, 2, 3 reprezintă liniile echipotențiale ale sistemului de dipoli; potențialele cresc în ordinea 3, 2, 1, prin urmare energia potențială a electronului de conductibilitate în cîmpul dipolilor descrește în aceeași ordine: electronul se află «într-o groapă de potențial».

Pekar scoaterea cît mai în evidență a acestei condiționări reciproce, ceea ce permite o mai bună înțelegere a modului de formare a stării polaronice. Și este interesant că viziunea mai clară a procesului de condiționare reciprocă rezultă tocmai din tratarea aproximativă a problemei (singura posibilă din punct de vedere practic) și s-ar pierde într-o tratare riguroasă (rezolvarea directă a ecuației lui Schrödinger). E drept însă, că nu caracterul aproximativ al metodei duce la acest rezultat, ci caracterul ei variațional. Metoda variațională este aplicată consecvent în toată lucrarea și vom intra aici în cîteva amănunte.

---

[1]) Este interesant de remarcat că, cu toate că nu poate fi vorba de o identificare a polaronilor cu centrele F, metodele teoriei lui Pekar au permis totuși o rezolvare mai satisfăcătoare a problemelor legate de apariția și spectrul acestor centre.

În mecanica ondulatorie, starea fundamentală este acea stare în care valoarea medie a energiei sistemului (mai bine zis, a operatorului asociat energiei) este minimă. În cazul nostru, energia totală a cristalului este

$$H = H[\psi, \vec{P}] = \left\{\begin{array}{l}\text{energia cinetică}\\ \text{a electronului}\\ \text{suplimentar}\end{array}\right\} + \left\{\begin{array}{l}\text{energia cinetică}\\ \text{a ionilor}\end{array}\right\} + \left\{\begin{array}{l}\text{energia potențială}\\ \text{de interacțiune}\\ \text{a ionilor între ei}\end{array}\right\}$$

$$+ \left\{\begin{array}{l}\text{energia potențială de interacțiune}\\ \text{între electronul suplimentar și ioni}\end{array}\right\}$$

unde am inclus în ioni și ceilalți electroni ai cristalului (cu excepția electronului suplimentar). $\vec{P}$ reprezintă polarizarea cristalului (pe unitatea de volum) și $\psi(\vec{r})$ funcția de undă a electronului suplimentar.

În primă aproximație, energia cinetică a ionilor poate fi tratată clasic și deci în starea fundamentală ea este nulă. În termenul de interacțiune, energia datorită polarizării (adică termenul caracteristic teoriei polaronilor) este calculată de Pekar pe cale clasică, conform unei cunoscute formule din electrostatica mediilor continue, ca energie potențială a electronului în cîmpul de potențial

$$V(\vec{r}) = e \cdot \int \frac{(\vec{r}-\vec{r}_1)\cdot \vec{P}(\vec{r}_1)}{(\vec{r}-\vec{r}_1)^3}\, d\tau_1 .$$

Or, minimalizarea lui $H[\psi, \vec{P}]$ trebuie făcută independent față de ψ și $\vec{P}$. Menținînd mai întîi constantă funcția $\psi(\vec{r})$ și variind $\vec{P}$, obținem polarizarea creată de electron într-o stare oarecare, adică acțiunea electronului asupra mediului. Introducînd apoi expresia lui P astfel găsită în $H[H, \vec{P}]$ și minimalizînd față de $\psi(\vec{r})$, obținem acea stare a electronului care e întreținută de reacția mediului polarizat.

Rezultatul acestui proces de minimalizare poate fi prevăzut din raționamentul clasic făcut mai sus. Funcția $\psi(\vec{r})$ va reprezenta o stare *locală* a electronului, adică va fi diferită de zero numai într-o anumită regiune relativ mică (~ 10 A) a cristalului. În această regiune, energia potențială a cîmpului care acționează asupra electronului este mai mică decît înafara ei («groapă de potențial») (fig. 2), după cum rezultă și din figura 1, unde sînt trasate

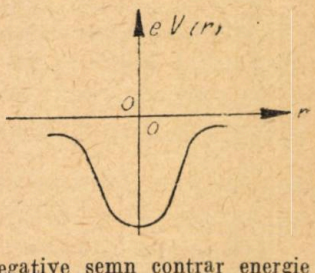


Fig. 2. — Groapa de potențial în care se află electronul suplimentar ca urmare a polarizării mediului. Ordonatele reprezintă produsul $e\,V(r)$, adică energia potențială a electronului ($e < 0$).

liniile echipotențiale (potențialul are în cazul unei sarcini negative semn contrar energie potențiale). Este groapa pe care, cu o expresie glumeață, și-a săpat-o singur electronul. În această groapă, electronul suplimentar se poate găsi, de altfel, și în stări excitate. Stările sînt caracterizate prin numerele cuantice n, l, m (ca în orice problemă de cîmp central) și nivelele se îndeasă spre limita $W=0$; în apropierea limitei, ele se confundă, de altfel, cu nivelele atomului de hidrogen, deoarece la mare distanță potențialul este coulombian. Pekar definește o *rază de polarizare* r_p a polaronului prin aceea că înăuntrul unei sfere de rază r_p este cuprinsă jumătate din energia de polarizare (energia de interacțiune dintre cîmpul $V(r)$ și electron); pentru

cristalele ionice, r_p este de ordinul a 10 A. Energia $W=0$ corespunde stării în care cristalul este depolarizat și electronul se află pe fundul bandei de conducție (banda de energie neocupată din teoria zonală a dielectricilor). De aici rezultă că stările polaronice, chiar și cele excitate, sînt avantajate din punct de vedere energetic față de stările din banda de conducție; de aceea, dacă într-o regiune a cristalului se găsesc întîmplător mai mulți electroni suplimentari, ei se vor afla în cea mai mare parte în stările polaronice: stările de conducție sînt instabile din punctul de vedere al teoriei polaronilor. Este însă de remarcat că teoria polaronilor nu neagă existența unei bande de conducție, ci restrînge numai domeniul de valabilitate al teoriei zonelor la cazul electronilor foarte rapizi (care «nu au timp» să polarizeze mediul), deci la temperaturi sau cîmpuri destul de ridicate.

3. Stările superioare. Mișcarea polaronului

Vom considera acum stările pentru care energia cinetică a ionilor nu este nulă (ionii nu sînt în repaus). De altfel, după cum se știe, mecanica ondulatorie arată că energia cinetică a unor particule mai mult sau mai puțin localizate, cum sînt ionii din nodurile rețelei, nu poate fi nulă niciodată și, chiar în starea lor fundamentală, există o energie de vibrație reziduală diferită de zero. Agitația termică a ionilor întreține într-un cristal unde elastice care contribuie la energia întregului sistem. Mișcarea ionilor rețelei este o suprapunere de unde «proprii» monocromatice (moduri); există, de exemplu, într-o rețea biatomică (ClNa), 3N moduri de frecvențe joase și 3N moduri de frecvențe înalte și apropiate între ele, N fiind numărul de atomi de Cl sau Na. Modurile de frecvențe înalte se numesc *optice*, deoarece ionii vecini au elongații sensibil egale, dar opuse, și dau naștere unor unde de polarizare; ele sînt răspunzătoare de absorbția în infraroșu a cristalelor. Modurile de frecvențe joase se numesc *acustice*: ionii vecini au elongații aproape egale în mărime și sens, deci polarizația e foarte mică și efectele optice foarte slabe. Este ușor de văzut că electronul interacționează numai cu undele optice longitudinale. Aceasta este interacțiunea care intervine în problema de minimalizare.

Rezultatul rezolvării aproximative a acestei probleme în ordinul zero este esențial; stările posibile pentru electron sînt, într-un sens mai general, tot stări locale, pentru care însă întreaga groapă, împreună cu polarizarea vecinătății și cu electronul închis în ea, are o *mișcare de translație*. Complexul electron + groapă alcătuiește o structură care, asemenea unei particule, vagabondează prin rețea; acest complex a primit numele de *polaron*.

Există, prin urmare, trăsături care ne permit să concepem polaronul, ca o particulă: e vorba de o configurație înzestrată cu o sarcină e, restrînsă la o regiune mică din spațiu, de ordinul razei de polarizare, pentru a cărei punere în mișcare este nevoie de o anumită energie. Pekar calculează energia necesară atingerii unei anumite viteze v și deduce valoarea *masei efective* M a polaronului egalînd această energie cu $\frac{Mv^2}{2}$; ea este cam de o sută de ori mai mare decît masa m a electronului ($M_{NaCl}=391\ m$, $M_{KCl}=160\ m$), cu excepția Cu_2O, unde teoria e mai puțin aplicabilă și unde se obține $M=9{,}7\ m$.

În schimb, nu trebuie să pierdem din vedere caracterul formal al polaronului. Spre deosebire de electroni, mezoni etc., polaronii nu apar în teorie prin procesul de supracuantificare. Ei sînt numai niște particule fictive din familia fononilor, excitonilor, etc., introduse pentru ilustrarea descrierii; reale sînt numai stările polaronice. În această ordine de idei, vom menționa faptul important că nivelele de energie ale polaronului formează și ele *bande de energie*, situate sub banda de conducție.

Am vorbit pînă acum despre stările staționare ale polaronilor. Într-o aproximație mai bună, trebuie avut însă în vedere că termenul de interacțiune provoacă, în primul ordin, *tranziții* între stările staționare. Putem interpreta aceste tranziții ca o difuzie a polaronilor (mai

bine zis, a undelor polaronice) de către vibrațiile ionilor. Această difuzie este tratată de Pekar prin metodele tip ale teoriei perturbațiilor, folosite și în teoria conductibilității electrice în solide. El calculează astfel *mobilitatea polaronilor*, care determină capacitatea lor de a lua parte la conducție. În sfîrșit, mecanica statistică îi dă posibilitatea de a calcula distribuția polaronilor și a găurilor polaronice pe nivelele de energie (prin gaură polaronică se înțelege groapa de polarizare din jurul punctului în care a stat electronul înainte de plecarea lui spre regiunea în care a devenit polaron; găurile polaronice au sarcină pozitivă).

Bazat pe toate aceste rezultate, Pekar emite ipoteza care poate fi considerată drept cea mai importantă din întreaga sa teorie: *polaronii sînt agenții purtători de electricitate din procesul de conducție electronică în cristalele ionice* [1]). Într-adevăr, spune el, concentrația polaronilor este mai mare decît concentrația electronilor din zona de conducție, din cauza dezavantajării energetice a stărilor zonale (de conducție) față de stările polaronice. În al doilea rînd, mobilitatea teoretică a polaronilor coincide cu mobilitatea experimentală a purtătorilor — așa cum coincide de altfel și mobilitatea teoretică a electronilor zonali în teoria obișnuită (Bloch etc.).

Deoarece

$$i = \sigma E = n \,.\, v \,.\, e = n.e.u.\ E,$$

unde
- i = densitatea curentului
- E = cîmpul electric
- σ = *n.u.e.* = conductibilitate electrică
- n = concentrația electronilor
- v = viteza lor
- u = mobilitatea lor
- e = sarcina electronului,

rezultă că, la mobilitate egală, factorul concentrație fiind decisiv, polaronii sînt mai activi în conducția electrică prin dielectrici decît electronii din zona de conducție, cel puțin la temperaturi și cîmpuri nu prea mari. Ca și întreaga teorie a polaronilor, această concluzie e valabilă numai pentru dielectrici și, în particular, pentru cristalele ionice.

Încheiere

Nu vom intra aici în expunerea aplicațiilor conceptelor de mai sus. Ele au servit, printre altele, la elaborarea unor teorii satisfăcătoare în problemele absorbției centrelor F și ale luminiscenței, adică în probleme mult timp nesupuse unei tratări cantitative.

Teoria polaronilor introduce 4 parametri care nu pot fi determinați decît prin confruntarea rezultatelor ei cu experiența. Acești parametri sînt masa efectivă a electronului μ, constanta dielectrică ε, indicele de refracție n și frecvența limită ν_{max} a vibrațiilor optice ale rețelei. Odată făcută determinarea, teoria permite calculul altor mărimi direct observabile (ca lărgimea bandelor F) și prin aceasta un nou control experimental. Avînd în vedere numărul mic de parametri rămași nedeterminați de teorie precum și verificarea destul de bună a prevederilor ei, se poate spune că, din punctul de vedere al rezultatelor și al simplicității metodei folosit pentru obținerea lor, teoria este satisfăcătoare.

Totuși, nu trebuie să uităm că, în domeniul fizicii dielectricilor, observațiile experimentale sînt încă rare și nu întotdeauna reproductibile. De aceea controlul experimental, făcut numai într-un număr restrîns de probleme, deși atîrnă greu în favoarea teoriei, nu poate totuși fi socotit definitiv. Se impune, prin urmare, și cercetarea teoriei în sine, din punctul de vedere al valabilității teoretice a metodelor folosite.

---

[1]) Importanța practică a acestei consecințe a teoriei polaronilor este restrînsă de faptul că, precum se știe, în condiții obișnuite de temperatură și de cîmp, conductibilitatea electrică a cristalelor ionice este de natură ionică. Pe de altă parte, la cîmpuri puternice (în problema străpungerii), conductibilitatea este electronică, dar electronii se află în banda de conducție și pot fi tratați mai exact prin teoria zonelor.

Pekar suprapune de fapt două metode aproximative: metoda aproximaţiei adiabatice şi metoda masei efective, adiabazia însăşi fiind foarte complexă (ionii se mişcă încet faţă de electronul de conductibilitate, iar acesta se mişcă mai încet decît se deformează carcasa electronică a ionilor).

În jurul valabilităţii metodei masei efective s-a dus o discuţie aprinsă [2], din care a rezultat că într-o primă aproximaţie (mai bună decît cea din teoria zonelor) această metodă dă rezultate satisfăcătoare în limitele de valabilitate stabilite de Pekar. În ansamblu, metodele lui Pekar au o bază solidă teoretică, ceea ce este cu atît mai remarcabil, cu cît nu este vorba de teoria obişnuită a perturbaţiilor mici.

Totuşi, nu sîntem de părere că teoria polaronilor trebuie considerată în opoziţie absolută faţă de teoria zonelor (mai bine zis, faţă de teoria cîmpului self-consistent), ci numai ca o aproximaţie mai bună decît ea. De altfel, dacă în principiu această aproximaţie este mai bună, în practică ea poate fi uneori mai proastă, din cauza unor dificultăţi matematice proprii care necesită noi aproximaţii, necunoscute în teoria zonelor (de pildă, efectul de polarizare a fost tratat de Pekar făcînd abstracţie de structura atomică a mediului). Se poate întîmpla, de exemplu, ca efectele de polarizare să fie mici (cazul electronilor de energii mari, importanţi în teoria străpungerii electrice a dielectricilor) şi atunci teoria zonelor este totuşi mai indicată decît teoria polaronilor, deoarece compensează din plin anumite erori de principiu printr-o tratare matematică mai riguroasă. În linii generale, se poate spune că teoria polaronilor este net superioară teoriei zonelor în cazurile stării fundamentale şi stărilor puţin excitate ale cristalelor ionice. În cazul altor dielectrici sau în cazul stărilor puternic excitate, nu se poate spune nimic general. În cazul metalelor, teoria polaronilor este inaplicabilă.

Care sînt perspectivele teoriei lui Pekar? În primul rînd se pune problema perfecţionării practice a metodei masei efective, cu luarea în considerare a structurii atomice a mediului atunci cînd se introduce interacţiunea de polarizare. Rezolvarea acestei probleme ar echivala, după cele spuse mai sus, cu posibilitatea folosirii întregii capacităţi de explicare a teoriei polaronilor. În al doilea rînd, mai există probleme încă nestudiate chiar în cadrul aproximaţiei primitive a lui Pekar, de exemplu, proprietăţile dielectricilor lichizi.

În sfîrşit, teoria polaronilor ridică şi o problemă strict experimentală: determinarea celor patru parametri μ, ε, n, ν_{max} şi pentru alte cristale decît cele studiate pînă acum (în număr de aproximativ zece). Aceasta ar permite, printre altele, şi un control mai sever al teoriei, absolut necesar el aborării ei mai departe.

ОБЪЯСНЕНИЕ РИСУНКОВ

Рис. 1. — (*a*) силовой предел и эквивалентно-потенциальные линии диполя; (*в*) электрон проводимости, окруженный радиальными диполями среды. Кривые 1, 2, 3 представляют эквивалентно-потенциальные линии системы диполей; потенциалы возрастают в порядке 3, 2, 1, из чего следует, что в дипольном поле потенциальная энергия электрона проводимости возрастает в том же порядке, электрон же находится в «потенциальном падении».

Рис. 2. — Потенциальное падение, в котором находится дополнительный электрон вследствие поляризации среды. Ординаты представляют произведение $e\,V(r)$, то есть потенциальную энергию электрона ($e < 0$).

EXPLICATION DES FIGURES

Fig. 1. — (*a*) Les lignes de force et les lignes équipotentielles d'un dipôle; (*b*) l'électron de conductibilité entouré des dipôles radiaux du milieu. Les courbes 1, 2 et 3 représentent les lignes équipotentielles du système de dipôles. Les potentiels augmentent dans l'ordre 3, 2, 1, l'énergie potentielle de l'électron de conductibilité décroît dans le champ des dipôles suivant le même ordre: l'électron se trouve dans une „dépression de potentiel".

Fig. 2. — La dépression de potentiel dans laquelle l'électron supplémentaire se trouve par suite de la polarisation du milieu. Les ordonnées représentent le produit $e\,V(r)$, c'est à dire l'énergie potentielle de l'électron ($e < 0$).

BIBLIOGRAFIE

1. S. I. Pekar, *Issledovania po elektronnoi teorii kristallov* G.I.Z., Moscova—Leningrad, 1951.
2. — UFN, 1953, vol. 50, p. 197; 1952, vol. 22, p. 513.
3. S. V. Tiablikov, JETF, 1951, vol. 21, p. 377; vol. 22, p. 16.

REZULTATE NOI ÎN PROBLEMA DEVELOPĂRII FOTOGRAFICE *)

DE

H. STAUDE

Dintre cele două procese mai importante care trebuie luate în considerare în cazul formării imaginii fotografice — formarea imaginii latente și developarea fotografică — în primul rînd aceasta din urmă a fost cercetată amănunțit, în cursul dezvoltării chimiei fizice, întrucît lipsa oricărei explicații clare privind acțiunea luminii nu permitea lămurirea fenomenului de formare a imaginii latente. Această situație s-a schimbat de abia în ultima vreme. Încă din timpul lui Daguerre se lămurise numai problema purtătorului material al imaginii latente: argintul metalic.

După trecerea prin diferite etape, prin anul 1920 datorită lui Volmer, s-a ajuns la oarecare stabilizare a concepțiilor fluctuante, deși nici formularea lui Volmer nu a lămurit mecanismul acestei reacții, anume s-a ajuns la punctul de vedere că formarea imaginii latente din atomii de argint, care constituie elementele constituente ale acestei imagini, este o reacție de interfață, eterogenă și catalizată.

Dacă se privesc critic diferitele încercări de lămurire a developării, se ajunge la constatarea surprinzătoare că de fapt, nici una dintre lucrările respective nu ține seamă de esența developării. Deosebirea principală între developare și reducerea uzuală a granulelor care conțin urme de argint — așa numiți germeni de voalare — constă în faptul că granulele de bromură de argint sînt reduse în primul rînd prin iluminare. Atunci cînd Volmer vorbește pur și simplu de catalizare cu ajutorul argintului, se înțelege că ar trebui să catalizeze și argintul din granulele de voalare. S-a încercat să se explice deosebirea dintre germenii de voalare și germenii imaginii latente prin presupunerea că germenii de voalare ar conține mai puțin argint. Acest fapt nu a putut fi dovedit experimental și nici nu se poate presupune că adaosul unuia sau al cîtorva atomi de argint la germenii de sensibilitate care, după unii autori, ar consta din minimum 4 atomi de argint, iar după alții din cîteva sute, ar putea influența atît de hotărîtor viteza de reducere.

Dintre toate ipotezele privind developarea, rămîne necombătută aceea care presupune că fenomenele iniferfaciale se inițiază la granulele de bromură de argint atinse de lumină și că este așa dar vorba de o reacție de interfețe, de natură eterogenă. La început rămăsese neclar dacă reacția favorizată, adică developarea, este cauzată de o viteză mai mare de reducere sau printr-o adsorbție mai rapidă a substanțelor care sînt reduse. Meidinger a putut demonstra că viteza de reducere totală a unor granule de bromură de argint cu dimensiuni identice rămîne aceeași, independent de gradul de iluminare. Prin urmare adsorbția mai rapidă are importanță pentru modul cum se desfășoară developarea. Problema care rămînea să fie soluționată era: «cum se realizează o adsorbție mai rapidă»? Aceasta era problema pe care ne propusesem să o rezolvăm, pînă cînd se va stabili atît mecanismul developării, adică inițierea developării cît și relațiile dintre imaginea latentă și developare și eventual, natura imaginii latente.

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 8 decembrie 1953.

Impulsul pentru începerea cercetărilor privind developarea și conducerea lor într-o direcție oarecum deosebită de cele folosite pînă atunci, ne-a fost dat de o publicație din anul 1921, datorită lui Lüppo-Cramer. Acest autor stabilise că revelatorii de hidrochinonă developează mai repede imaginea dacă sînt folosiți fără sulfit decît dacă conțin sulfit. Din această constatare, Luther a tras concluzia că produșii de oxidare, care se găsesc numai în revelatorii lipsiți de sulfiți joacă un rol deosebit de mare. Acești produși ar trebui să aibă o altă acțiune decît aceea presupusă pînă în prezent, adică o acțiune de accelerare și nu de întîrziere, așa cum se dedusese pornind de la presupunerea că există un echilibru condiționat de motive fizico-chimice. Aceste concluzii au fost confirmate în Institutul Luther din Dresda. Observații din practică privind developarea, care pînă în prezent nu fuseseră luate suficient în seamă, duceau la aceleași concluzii: revelatorii proaspeți acționează mai puțin uniform decît cei uzați. Cercetări sistematice, cantitative, asupra peliculelor fotografice au dus la următoarele rezultate: oxifenolii fără adaos de produși de oxidare prezintă un timp de latență de 2 — 3 ori mai mare decît în prezența produșilor de oxidare. Drept timp de latență se consideră timpul scurs între introducerea peliculei în revelator pînă la apariția primelor urme ale imaginii.

Rolul produșilor de oxidare, care a putut fi stabilit în unele lucrări anterioare atît în cazul oxifenolilor cît și în acela al aminofenolilor (deși mai redus în acest din urmă caz) a fost interpretat în sensul că produșii de oxidare servesc ca intermediari pentru adsorbția substanțelor revelatoare propriu-zise, aducîndu-le în contact intim la interfețele granulelor de bromură de argint atinse de lumină. În legătură cu aceasta, s-a atras atenția și asupra unei motivări posibile a adsorbției favorizate a produșilor de oxidare.

Nu s-a putut stabili dacă în cazul sistemului complicat bromură de argint-gelatină, care formează peliculele obișnuite fotografice, este justă presupunerea unui mijlocitor pentru adsorbție. Pe de altă parte, asemenea pelicule nu pot fi eliberate de oxigen în limite de erori admisibile astfel încît nu poate fi împiedicată formarea produșilor de oxidare; pe de altă parte, produșii de oxidare au o acțiune de tăbăcire asupra gelatinei, astfel încît nu se poate stabili dacă produșii de oxidare sînt reținuți de gelatină sau de granulele de bromură de argint. Cercetările privind adsorbția ar trebui deci efectuate asupra bromurii de argint liberă de liant. Pînă în ultima vreme s-au ridicat obiecții serioase împotriva unor asemenea «încercări de machetă» privind procesul fotografierii, cu înlăturarea gelatinei, respectiv nu au putut fi trase concluzii asupra peliculei fotografice prin analizarea bromurii de argint precipitate, deoarece la tratarea acesteia cu soluții revelatoare are loc întotdeauna o reducere, independent de modul de acționare a luminii. Totuși, cercetări minuțioase au dus la rezultatul că se pot obține imagini latente developabile chiar pe pelicule complet lipsite de liant cît și pe pelicule cu liant inert (cauciuc). Prin urmare, nu există o deosebire principială între bromura de argint precipitată și cea din gelatină, în ceea ce privește comportarea lor fotografică. Acest fapt trebuie în deosebi subliniat deoarece concluziile trase în urma cercetărilor pe «machete» sînt perfect justificate pentru lămurirea procesului fotografic, dacă ele sînt executate cu suficientă precauție.

Cercetări experimentale

Din motivele arătate mai sus, cercetările descrise în cele ce urmează au fost deci executate cu bromură de argint precipitată pură. Pentru o edificare mai bună nu s-a ales în calitate de revelator, o bază uzuală de developare, ci un revelator care, în afară de agentul de reducere conținea numai alcalii fără însă a conține obișnuitele adaosuri de sulfit și bromură de potasiu. Nu se poate obiecta nimic contra unui asemenea sistem, deoarece se obține o developare absolut normală.

Condițiile necesare cercetărilor erau pe de o parte elaborarea unei metode de determinare care să permită identificarea hidrochinonei și a chinonei cu suficientă precizie, iar pe de altă

parte să dea posibilitatea ca sistemul (bromură de argint + revelator + alcalii) să poată fi cercetat în absența oxigenului și să poată fi preparat ca atare.

Pentru separarea chinonei de hidrochinonă s-a folosit de către dr. Brauer, o metodă foarte elegantă, folosind schimbători de ioni pe bază de rășini sintetice, care va fi descrisă pe scurt în cele ce urmează: chinona se titrează electrometric cu o soluție n/10 de tiosulfat, în soluție acidulată cu acid acetic, la 40°C, cu ajutorul unor electrozi Ag/Au, menținîndu-se o anumită viteză de introducere a reactivului în picături. Anionul acidului hidrochinon — α—α' — ditiosulfuric care se produce în această reacție (după Rzymkowky) a fost adsorbit pe un schimbător de anioni la pH=4,4, iar hidrochinona a fost de asemenea determinată la 40°, în soluție cu bicromat de potasiu n/10, folosind drept indicator acidul difenilsulfuric.

A doua condiție a fost realizată în timpul lucrărilor experimentale prin aparatură, formată dintr-un recipient mai mare de sticlă, cu capacitate de circa 250 cm³ în care pătrundea un termometru și care era închis la partea inferioară cu o placă filtrantă de sticlă G 4, fiind prevăzut cu un cap cu patru tuburi. Fiecare dintre aceste tuburi era legat prin intermediul unor rodaje cu recipienți de sticlă cu capacitate de circa 120 cm³, în care se găseau soluțiile necesare de azotat de argint, bromură de potasiu, chinonă, respectiv hidrochinonă, precum și apă de spălare. Recipientul pentru hidrochinonă era legat de un alt dispozitiv, în care se putea introduce soluția alcalină. Întreaga aparatură a fost spălată un timp suficient cu azot pur și a fost menținută sub oarecare presiune de azot în timpul cercetărilor, reglîndu-se în așa fel curentul de azot, încît amestecul supus cercetărilor, aflat în vasul cel mare, să fie agitat cu ajutorul curentului de gaz. Un tub lateral permitea prelevarea unor cantități mici de soluție pentru determinarea valorii pH. Cercetările au fost astfel conduse, încît s-au prelevat cantități, cîntărite din substanță, care au fost introduse în sticle de spălare, fiind tratate timp de 20 de minute cu azot și apoi dizolvate în apă distilată prin care circulase azot un timp mai îndelungat. Soluțiile au fost apoi trecute în aparatura care se găsea sub atmosferă de azot, precipitîndu-se apoi bromura de argint (100 g) și executîndu-se spălarea acesteia. După aceasta, s-a tratat bromura de argint cu soluțiile care trebuiau cercetate în privința adsorbției (hidrochinonă, chinonă). După agitare continuă timp de 10 minute cu un curent de azot, produsul a fost filtrat, iar în filtrat s-au determinat substanțele neadsorbite.

Pentru cercetarea uniformității bromurii de argint precipitate, diferite probe de bromură de argint, obținute în condiții pe cît posibil identice, au fost tratate cu albastru de metilen, determinîndu-se suprafața de adsorbție prin dozarea cantităților de substanțe adsorbite. În acest caz nu este vorba de o determinare absolută a suprafeței de reacție, ci numai de o cercetare a uniformității constituției acestei suprafețe. S-au obținut valori de o concordanță satisfăcătoare.

Folosindu-se o substanță inertă — pulbere de cuarț — s-a cercetat dacă chinona, respectiv hidrochinona, rămîne prinsă pe suprafață sau în pori și cît timp ar trebui eventual spălată suprafața pentru a se îndepărta cantitățile aderente. S-a constatat că după spălarea cu cîte 50 cm³ apă în trei porții, nu a mai rămas aderentă chinonă, respectiv hidrochinonă.

Au fost executate următoarele încercări:

1. Pentru chinonă și hidrochinonă în soluție acidă (pH=5,2), cantitățile adsorbite pe bromura de argint neiluminată sînt atît de apropiate de limitele de eroare ale metodei de determinare, încît se poate spune că nu are loc adsorbție (tabloul nr. 1).

2. Același lucru este valabil pentru adsorbția hidrochinonei în soluție acidă pe bromură de argint neiluminată. Chinona este în schimb considerabil adsorbită pe bromura de argint iluminată, pînă la o valoare de saturație. S-au făcut experiențe cu bromura de argint proaspăt precipitată, iluminată timp de 1 s cu un bec de 200 W așezat la distanță de 15 cm (tabloul nr. 2).

3. În soluție alcalină (pH=8,4) a putut fi cercetată numai hidrochinona, deoarece chinona disproporționează prea repede. Hidrochinona este foarte slab adsorbită pe bromura de argint

neiluminată, în schimb ea este considerabil adsorbită pe substanța iluminată și anume adsorbția crește cu intensificarea iluminării. Din acest fapt s-a născut presupunerea că iluminarea era suficientă pentru a produce scindarea bromului. Acest fenomen ar duce la oxidare, creîndu-se astfel aparența unei adsorbții inexistente (tabloul nr. 3).

Tabloul nr. 1

Adsorbția pe bromură de argint neiluminată

a) Soluție de chinonă	pH= 5,2	—		*b)* Soluție de hidrochinonă	pH=5,0	—	
Cantitatea de chinonă cîntărită g	Cantitatea de $Na_2S_2O_3$n/10 cm³	Cantitatea adsorbită		Cantitatea de hidrochinonă cîntărită g	Cantitatea $K_2Cr_2O_7$n/10 cm³	Cantitatea adsorbită	
		%	mg			%	mg
0,108	9,9	1,0	1,0	0,110	19,8	0,9	1,0
0,1 8	9,95	0,5	0,5	0,110	19,6	1,7	2,0
0,108	9,9	1,0	1,0	0,110	19,6	1,7	2,0
0,216	19,8	1,4	3,0	0,220	38,9	1,7	4,0
0,216	19,4	2,6	6,0	0,220	38,9	1,7	4,0
0,216	19,5	2,6	6,0	0,220	38,9	1,7	4,0
0,324	29,5	1,8	6,0				
0,324	29,8	0,6	2,0				

Cantitățile de hidrochinonă cîntărite au fost în toate cazurile de 0,110 g.

4. Din acest motiv s-au executat încercări cu iluminări gradate. Comparația cu curba de înnegrire obținută după Ollendorf și Rodius, cu o peliculă liberă de gelatină care are aceeași sensibilitate ca și bromura de argint, au arătat că, la o iluminare de 20 de secunde

Tabloul nr. 2

Adsorbția pe bromură de argint iluminată

a) Soluție de chinonă	pH=5,2	Cantitatea adsorbită mg	*b)* Soluție de hidrochinonă	pH = 5,0	Cantitatea adsorbită mg
Cantitatea de chinonă cintărită g	Cantitatea de $Na_2S_2O_3$n/10 cm³		Cantitatea de hidrochinonă cîntărită g	Cantitatea de $K_2Cr_2O_7$n/10 cm³	
0,108	9,1	10,0	0,110	19,6	0,97
0,108	9,0	10,0	0,110	19,65	0,95
0,108	9,0	10,0	0,110	19,6	0,97
0,216	18,75	13,0	0,165	29,3	0,96
0,216	18.7	14,0	0,165	29,2	0,95
0,216	18,7	13,4	0,165	29,15	1,2
0,324	28,6	14,0	0,220	38,9	0,8
0,324	28,6	14,0	0,220	38,9	0,8
0,324	28,6	14,0	0,220	39,0	0,78

cu un bec de 15 W la distanță de 1 m, rezultatele se găsesc încă în partea rectilinie a curbei de înnegrire. Partea rectilinie se întinde aproximativ de la 18 s pînă la 20 s de iluminare. În acest domeniu, deosebirea între adsorbția chinonei și aceea de hidrochinonat este cea mai marcată. Iluminarea din tabloul nr. 3 a fost realizată cu o lampă de 200 W așezată la distanță de 15 cm, timp de 2 minute, așa dar mult în interiorul domeniului de solarizare. Din tabloul nr. 4 se vede clar că, cantitățile adsorbite de hidrochinonă cresc odată cu sporirea ilu-

minării pînă la valorile chinonei. La valori foarte reduse ale iluminării, adsorbția hidrochinonei se găsește imediat deasupra limitei erorilor experimentale (tabloul nr. 4).

5. Cauza deosebirii dintre adsorbție pe bromura de argint neiluminată și iluminată este probabil în legătură cu imaginea latentă, adică cu substanța acesteia. Dacă această substanță

Tabloul nr. 3

Variația cantităților adsorbite de hidrochinonă, în funcție de iluminare și de valorile pH date

Timp de iluminare	Valoarea pH a soluției de hidrochinonă	Cantitatea adsorbită	
		%	mg
Neiluminat	7,5	2,3	2,53
	8,2	2,4	2,64
	9,3	2,9	3,18
2 minute	7,5	3,2	3,52
	7,5	3,5	3,85
	8,2	3,8	4,18
	9,3	3,8	4,18
10 minute	7,5	9,5	10,45
	8,2	10,2	11,22
	9,2	11,2	11,22

ar consta numai din argint, așa cum se presupune adeseori, atunci ar fi posibil ca chinona să fie adsorbită și pe bromura de argint, iar pe argint să fie fixată în alt mod decît prin iluminare. Spre exemplu prin precipitarea de argint coloidal.

Tabloul nr. 4

Adsorbția chinonei, a hidrochinonei și a hidrochinonatului în raport cu iluminarea

Timp de iluminare	Cantitatea adsorbită		
n s	Chinonă pH 5,2 în mg	Hidrochinonă pH 5,3 în mg	Hidrochinonat pH 7,5 mg
10	0,76	0,99	0,55
15	2,16	0,99	1,65
20	4,44	1,64	2,20
25	7,01	1,64	4,16
30	8,62	1,77	6,91
35	8,99	1,77	8,25
40	10,01	2,09	9,90
45	10,30	2,09	10,34
50	13,69	2,09	10,78
55	13,69	2,09	10,78
60	13,69	2,09	10,78

Cantități cîntărite: chinonă . . . . . 0,108 g
hidrochinonă . . . . . 0,110 g
Iluminare cu un bec de 15 W la 1 m distanță.

Chiar mai înainte vreme s-a arătat de către unii autori că s-au făcut încercări prvind adsorbția hidrochinonei sau a chinonei pe argint coloidal. Rabinowitsch a stabilit că există adsorbție, Sheppard a putut dovedi că această adsorbție a fost provocată de condiții imperfecte de încercare. Solul coloidal de argint al lui Rabinowitsch, care fusese

preparat după Carea Lea, conținea ioni de argint. Dacă acest sol este eliberat de ionii de argint numai are loc adsorbția hidrochinonei, după cum a constatat Sheppard. Nu s-au făcut încă încercări cu chinonă sau cu hidrochinonă în soluție alcalină. Cercetările au fost astfel conduse, încît un sol de argint, preparat după Matsamura, fără coloid de protecție și liber de ioni de argint a fost filtrat prin bromură de argint. Dimensiunile determinate ale particulelor au fost de 0,3 μ. Din tabloul nr. 5 se vede că nu are loc o influențare a adsorbției de către argintul coloidal, ceea ce duce la concluzia că substanța imaginii latente nu constă numai din argint.

S-ar putea presupune și o adsorbție datorită bromului pus în libertate, care rămîne aderent la suprafață și adsoarbe apoi hidrochinona, respectiv chinona. Acest fapt este puțin probabil, deoarece bromul liber ar reacționa cu siguranță mai departe cu hidrochinona și cu chinona (tabloul nr. 5).

Tabloul nr. 5

Adsorbția datorită bromului pus în libertate, care adsoarbe hidrochinona, respectiv chinona

Soluție de chinonă pH = 5,2		Soluție de hidrochinonă pH = 8	
Cantitatea de chinonă cîntărită g	Cantitatea adsorbită %	Cantitatea de hidrochinonă cîntărită g	Cantitatea adsorbită %
0,054	1,1	0,055	1,0
0,054	1,0	0,055	0,9
0,054	1,0	0,055	0,9
0,054	1,1	0,055	1,0
0,108	1,2	0,110	1,0
0,108	1,1	0,110	1,1
0,108	1,3	0,110	0,9
0,108	1,4	0,110	0,9
0,216	1,1	0,220	1,2
0,216	1,0	0.220	1,1
0,216	1,2	0,220	1,1
0,216	1,8	0,220	1,1

6. Dacă s-a putut presupune la început că produșii de oxidare, care sînt în realitate adsorbiți, acționează ca mijlocitori pentru adsorbție, ar fi trebuit ca bromura de argint iluminată, încărcată cu chinonă, să adsoarbă și hidrochinonă. Încercările au fost efectuate în așa fel, încît bromura de argint iluminată a fost tratată timp de 5 minute cu o soluție de chinonă conținînd 0,108 g/100 cm³ (pH=5,8). După spălare, s-a tratat 5 minute cu soluții de hidrochinonă (pH=5,8) de diferite concentrații. S-a constatat că, deși suprafața era aproape complet ocupată de chinonă, au fost adsorbite cantități variabile de hidrochinonă și anume de la 2 : 1 pînă la 1:1,5. Faptul că din soluții mai puțin concentrate au fost adsorbite cantități mai mici, ar putea fi explicat printr-un timp prea redus de acționare; adsorbția este însă proporțională cu concentrația și aceasta arată că este mai curînd vorba de un timp de adsorbție Langmuri, prezentînd interes faptul că aici nu este vorba numai de straturi monomoleculare. Din punct de vedere chimic ar fi explicabil raportul 1: 1, sugerat de formarea de chinhidronă. Faptul însă că o moleculă de chinonă leagă două molecule de hidrochinonă este surprinzător și nu poate fi explicat pe această cale (tabloul nr. 6).

7. În afară de hidrochinonă, ca tip de oxifenol a fost cercetat și un paraaminofenol, ca tip de revelator aminofenolic. Adsorbția produșilor de oxidare nu a putut fi determinată deoa-

rece nu este încă cunoscută o metodă de identificare. Determinarea cantitativă a aminofenolului poate fi executată potențiometric după Scholten și Stone, folosind metoda «Dead-Stop», pentru indicarea punctului final al titrării. Această metodă prezintă avantajul că determinarea poate fi executată la temperatura camerei și fără indicator. Ea se bazează

Tabloul nr. 6

Adsorbția pe bromură de argint încărcată în prealabil cu chinonă

Cantitatea de chinonă cîntărită în g	Cantitatea adsorbită în mg	Cantitatea de hidrochinonă cîntărită în g	Cantitatea adsorbită în mg
Neiluminat			
0,108	0,432	0,110	0,440
0,108	0,432	0,110	0,440
0,108	0,216	0,110	0,660
0,108	0,432	0,110	0,440
0,108	0,324	0,110	0,440
După iluminare			
0,108	9,8	0,055	5,36
0,108	9,8	0,055	4,9
0,108	10,4	0,055	5,0
0,108	10,1	0,110	9,89
0,108	10,1	0,110	9,80
0,108	9,1	0,110	9,95
0,108	10,1	0,165	14,65
0,108	10,1	0,165	14,60
0,108	10,1	0,165	14,5

pe măsurarea curentului de polarizare la tratarea aminei cu acid azotos. Alura curbei curentului arată că punctul final al titrării este ușor reproductibil.

Cercetarea adsorbției paraaminofenolului pe bromură de argint iluminată și neiluminată a dus la rezultatul că pe bromură de argint neiluminată se adsoarbe 3 %, iar pe sarea iluminată 7 %, fără ca să fie necesară prezența produșilor de oxidare. Deosebirea de comportare față de oxifenol este, după cum se vede, condiționată de grupa NH_2. Asupra importanței acestui fapt se va reveni.

Discuția rezultatelor. Cel mai important rezultat al acestor cercetări este faptul că chinona este adsorbită pe bromura de argint iluminată, ceea ce nu se întîmplă cu hidrochinonă nici în soluții acide, nici în soluții bazice, nici pe argint iluminat sau neiluminat. Soluția alcalină de hidrochinonă a prezentat o scădere a concentrației după un contact oarecare cu bromura de argint, scădere care a fost mai slabă la bromura de argint neiluminată și ceva mai accentuată (și anume în raport cu iluminarea) la sarea iluminată; acest fapt nu trebuie nicidecum să aibă, drept cauză adsorbția. Deoarece bromura de argint nu este insolubilă, ionii de argint din soluție vor avea acțiune oxidantă în mediu alcalin la fel ca și bromul pus în libertate prin iluminare și tocmai variația cu iluminarea indică acest lucru. In soluții alcaline, oxidarea nu se oprește la chinonă, ci merge pînă la produși de oxidare mai înaltă, care nu pot fi identificați prin metodele de analiză folosite.

În continuare s-a găsit că, chinona, hidrochinona și hidrochinonatul nu sînt adsorbite pe argintul coloidal (după cum a stabilit Scheppard), atunci cînd nu există ioni de argint. În acest caz este probabil vorba de o aparență de adsorbție datorită formării produșilor superiori de oxidare.

Prin urmare, pentru ca hidrochinona să ajungă repede pe suprafața bromurii de argint — ceea ce este necesar pentru developare — chinona trebuie să joace rolul de mijlocitor. Acest rol al chinonei este în afară de orice îndoială, după cercetările făcute, deoarece hidrochinona este adsorbită de o suprafață de bromură de argint încărcată cu chinonă, numai atunci cînd această suprafață este saturată cu chinonă și anume această adsorbție este proporțională cu concentrația într-un domeniu de concentrație de 1 : 3.

Cum se produce deci adsorbția? Pentru lămurirea acestei probleme este neapărat necesar să se insiste pe scurt asupra modului de formare a imaginii latente. Presupunerile lui Gurney și Mott, precum și acelea ale lui Mitchell, care reprezintă cele mai noi ipoteze în acest domeniu și care duc la concluzia că la urma urmei imaginea latentă constă din argint coloidal și este încărcată pozitiv, nu pot fi aduse în concordanță cu rezultatele găsite de noi. Aceste ipoteze ar putea reprezenta o explicație a inițierii developării dacă s-ar adsorbi ionii de revelator cu sarcină negativă. Faptul că există însă substanțe de developare conținînd ioni pozitivi (revelatori pe bază de oxalat de fier), sau revelatori neutri (parafenilendiamină), nu poate fi explicat cu ajutorul acestor teorii, după cum nu poate fi explicat în nici un fel rolul produșilor de oxidare.

Se pune întrebarea: ce se întîmplă la iluminare și care sînt fenomenele care urmează după aceea? Conform ecuației $Br^- + hV \rightarrow Br + 0$, se pune în libertate cîte un electron pentru fiecare cuantă adsorbită. Acest electron se poate mișca liber în banda de conductibilitate a bromurii de argint, pînă ce ajunge la o sursă de captare (fapt care a fost luat în considerație în cercetări), adică pînă ce ajunge la un centru de maturație care conține sulfura de argint, argint, sau, după cum s-a arătat de curînd, atomi de metale nobile. În acest punct, electronul este captat și se găsește de acum înainte într-o groapă de potențial. Dacă acest fenomen are loc la interfețe, se produce o creștere a potențialului negativ interfacial, ceea ce constituie o presupunere menționată mai înainte și pe care a formulat-o și James. Această încărcare negativă împiedică adsorbirea ionilor negativi de revelator pe interfețe. Electronii care se găsesc într-o groapă de potențial, și despre care nu se poate încă spune cît sînt de numeroși nu pot în general părăsi acest loc (aceasta depinde și de «adîncimea» acestei gropi). Așa dar, acești electroni nu pot fi transportați pe substanțe cu afinitate electronică, cum sînt produșii de oxidare din revelatori, pentru a le reduce. Ei sînt însă în stare să atragă aceste substanțe și să între în interacțiune cu grupa $= C = 0$. Molecula participînd prin electronii cu legătură slabă, la bariera de potențial, se formează semichinonă care, la rîndul ei, este în stare să adsoarbă hidrochinonă, preluînd de la aceasta electroni și conducîndu-i mai departe pe bromura de argint, probabil datorită unei acțiuni de inducție. La această adsorbție s-ar putea presupune o combinație moleculară de tipul chinhidronei, însă aceasta nu poate fi adusă în concordanță cu raportul chinonă: hidrochinonă, care rezultă din experiențe.

Această ipoteză face ușor explicabilă și acțiunea compușilor aminici. La aceștia, acțiunea produșilor de oxidare asupra scurtării timpului de latență la developare este considerabil mai redusă decît la oxifenoli, după cum s-a stabilit mai înainte. Cercetările de față au arătat că aminofenolul poate fi adsorbit pe bromura de argint, fără mijlocirea produșilor de oxidare. Cauza acestui fapt constă în aceea că grupa $C-NH_2$ prezintă afinitate electronică și că nu este necesar să se formeze mai întîi o grupă $C=NH$ sau $C=0$. Așa dar, ionii de revelator pot fi adsorbiți chiar de imaginea latentă. În legătură cu aceasta stă și faptul că timpul de latență este în sine mai scurt la aminofenoli decît la oxifenoli, iar tendința de voalare este mai mare (raportată la același potențial de oxidoreducere), precum și faptul că compușii amino, care nu trebuie să aibă în sine proprietăți developante, accelerează formarea imaginii latente în soluții de developare. Faptul că aminofenolul poate fi adsorbit și pe bromură de argint neiluminată, poate sta în legătură pe de o parte, după cum s-a arătat mai sus, cu metoda de determinare, dar și cu adsorbția grupelor NH_2 încărcate pozitiv pe interfețele încărcate negativ.

Considerentele expuse pînă aici asupra imaginii latente — electroni într-o groapă de potențial — permit o explicație satisfăcătoare a developării cu ioni pozitivi.

În afară de aceste dovezi experimentale privind acțiunea produșilor de oxidare, necesitatea prezenței acestora poate fi demonstrată și pe o cale mai curînd deductivă. Presupunînd că ipoteza lui Gurney și Mott este corectă și anume că imaginea latentă este încărcată pozitiv și adsoarbe ionii negativi de revelator, reacția necesară ar fi reducerea unuia sau a mai multor ioni de argint în locul nucleelor și oxidarea ionilor respectivi de revelator pînă la chinonă. În acest caz, reacția chimică ar fi în primul rînd terminată, blocîndu-se poziția nucleului. Produșii de oxidare ar trebui apoi să fie desorbiți. Dat fiind însă că în prima etapă se realizează neutralizarea sarcinilor electrice, nu este explicabil cum s-ar mai putea apropia alți ioni de revelator și cum ar progresa fenomenul însuși de developare. Chiar în cazul în care s-ar admite continuarea adsorbției, este totuși necesar un timp prea îndelungat pentru desorbție, pentru a se putea aduce în concordanță viteza fenomenului de developare cu această ipoteză. Produșii de oxidare trebuie deci să nu împiedice în nici un caz desfășurarea reacției ci din contra, ei trebuie să o accelereze. Dacă se recunoaște însă rolul produșilor de oxidare în desfășurarea developării (ceea ce trebuie admis pe bază de experiență), atunci este ușor să se tragă chiar din această împrejurare concluzia că, chiar prima etapă a adsorbției ionilor de revelator este promovată de produșii de oxidare.

Rezultă deci cu siguranță că fenomenul se desfășoară în modul următor: chinona este întîi adsorbită și ea aduce în apropiere o moleculă de revelator (sau, după cum am văzut, chiar mai multe molecule) care trec în chinonă în timpul procesului chimic. Fiecare moleculă de chinonă poate adsorbi la rîndul ei mai mulți ioni de hidrochinonă, astfel încît procesul de adsorbție este accelerat. Odată cu aceasta se intensifică și developarea, ceea ce constituie un fenomen confirmat în suficientă măsură prin experiență, prin alura curbei timp-viteză de developare. Faptul că electronii trec din ionii de hidrochinonat pe granula de bromură de argint este cauzat pe de o parte de acțiunea de inducție a semichinonei, iar pe de altă parte de împrejurarea că electronii sînt slăbiți prin alcalinitatea soluției, după cum dovedesc imaginile spectroscopice și după cum se poate constata și prin creșterea potențialului de oxidoreducere. Deoarece germenul imaginii latente reprezintă o groapă de potențial, electronii aceștia circulă înspre această groapă de potențial, la fel ca și ionii eliberați din cristalele de bromură de argint, datorită luminii.

În ceea ce privește inițierea developării, tabloul descris este pînă în momentul de față singura explicație liberă de contradicții a fenomenului developării. Progresarea developării poate fi de asemenea explicată cu ajutorul acestei ipoteze, precum și forma argintului eliminat, care este filiform, după cum au arătat cercetări de microscopie electronică. Fenomenul poate fi însă reprezentat și ca un proces electrochimic și anume prin formarea de pile locale, după cum admit alți autori, care au admis însă în mod eronat această explicație, chiar pentru începutul developării. Soluția acestei probleme poate fi dată numai experimental și este foarte posibil ca în acest caz, ca și în atîtea altele, să nu fie vorba de «sau — sau» ci de «atît — cît și».

CÎTEVA SUGESTII CU PRIVIRE LA EXPUNEREA PRINCIPIILOR FUNDAMENTALE ALE MECANICII *)

DE

Ș. ȚIȚEICA

Referatul are ca scop de a prezenta noțiunile și legile fundamentale ale dinamicii punctului material, astfel încît să reiasă clar ce este fapt experimental, ce este lege și ce este definiție. De asemenea, am căutat să evităm sistematic procedeul axiomatic, care nu permite decît veri-

*) Rezumat prezentat Institutului de fizică la data de 13 aprilie 1954.

ficarea experimentală *a posteriori*, în bloc, a întregului sistem de axiome. Pentru formarea gîndirii unui fizician este absolut necesar să se pună în evidență modul în care axiomele sînt induse din constatările experimentale.

Ideea de bază de la care am pornit este de a defini cît mai direct impulsul unui punct material, considerat ca mărime dinamică fundamentală. Pentru aceasta este suficient să se pună în evidență pe cale experimentală existența, pentru fiecare punct material, a unui vector care posedă următoarea proprietate: la interacțiunea mai multor puncte materiale, suma vectorială a vectorilor tuturor punctelor care interacționează este constantă. Fenomenele de ciocnire pot pune ușor în evidență existența unui astfel de vector, pentru care e valabilă o lege de conservare. În cele ce urmează voi prezenta modul de expunere care mi se pare cel mai satisfăcător.

Se vor defini întîi noțiunile fundamentale de cinematică a punctului material. Apoi se va trece la studiul experimental al cîtorva mișcări simple, avînd drept scop stabilirea modului cum traiectoria este parcursă în timp. Se va studia astfel legea căderii libere a corpurilor și legea căderii pe un plan înclinat. Din acest din urmă caz se poate trage următoarea concluzie: dacă un corp cade de-a lungul unui plan înclinat pornind din repaus, viteza pe care o are la un anumit moment depinde numai de diferența de nivel h dintre poziția actuală și poziția inițială:

$$v = \sqrt{2gh} \qquad (1)$$

(g = accelerația pămîntească). Acest rezultat poate fi generalizat la căderea de-a lungul unei curbe arbitrare, deoarece ea poate fi considerată ca o succesiune de plane înclinate cu înclinație variabilă.

Cazul cel mai important de cădere de-a lungul unei curbe date este acela de cădere pe un cerc vertical, care duce la mișcarea pendulară a punctului material (fig. 1). Această mișcare poate fi studiată experimental, dar legile sale pot fi găsite pe cale teoretică folosind relația

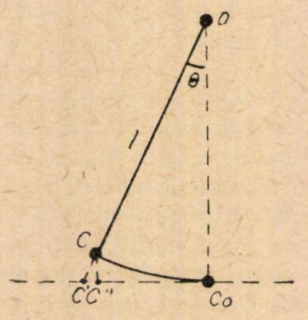


Fig. 1

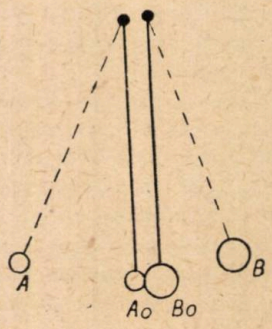


Fig. 2

(1). Dacă l este lungimea pendulului și θ_0 amplitudinea mișcării (elongație la care punctu se găsește în repaus), atunci viteza la elongația θ este, conform formulei (1)

$$v = l\theta = \sqrt{2gh} = \sqrt{2gl(\cos\theta - \cos\theta_0)}.$$

Pentru amplitudini mici rezultă ecuația

$$\theta'^2 = \frac{g}{e}\left(\theta_0^2 - \theta\right)$$

care are soluția

$$\theta = \theta_0 \sin\left(\sqrt{\frac{g}{e}} \cdot t\right).$$

Pentru cele ce urmează este esențial să se observe că viteza în momentul trecerii prin poziția de echilibru ($\theta = 0$) este $v = \sqrt{2gl\,(1 - \cos\theta_0)} \approx \sqrt{gl}\cdot\theta_0$, deci este proporțională cu amplitudinea mișcării.

Trecem apoi la experiențele fundamentale de ciocnire. Pentru aceasta, vom suspenda cele două corpuri prin două fire de lungimi egale l, astfel încît în poziția de repaus ele să fie în contact. Apoi le îndepărtăm în poziții arbitrare A și B, care nu e necesar să se găsească în același plan cu pozițiile de repaus (fig. 2).

Marcăm pe planul orizontal care trece prin poziția de echilibru, proiecțiile pozițiilor inițiale. În figurile următoare vom desena numai aceste proiecții pe planul orizontal, luat ca plan al desenului. Dăm drumul simultan celor două corpuri din pozițiile A și B. Ele vor atinge *simultan* pozițiile de echilibru A_0 și B_0, datorită izocronismului. În poziția A_0, B_0 corpurile se ciocnesc. Marcăm pe planul orizontal pozițiile extreme A' și B' în care ajung după ciocnire.

Conform observației făcute la studiul pendulului, segmentele $A\,A_0$ și $B\,B_0$ reprezintă în mărime și direcție vitezele cu care sosesc corpurile în momentul ciocnirii, iar segmentele $A_0\,A'$ și $B_0\,B'$ reprezintă (la aceeași scară) vitezele cu care pornesc după ciocnire. Avem astfel posibilitatea de a obține foarte ușor o diagramă a vitezelor înainte și după ciocnire (fig. 3).

Să studiem sistemele de astfel de diagrame obținute cu corpuri A și B diferite și în poziții inițiale absolut arbitrare. (Cu condiția, bineînțeles, ca amplitudinile să fie suficient de mici pentru ca legile simplificate ale pendulului să rămînă valabile). Vom putea face următoarele constatări pe care le expun aici într-un limbaj vectorial condensat, dar care pot fi expuse elementar pentru începători:

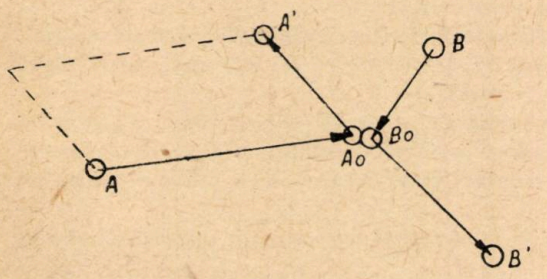


Fig. 3

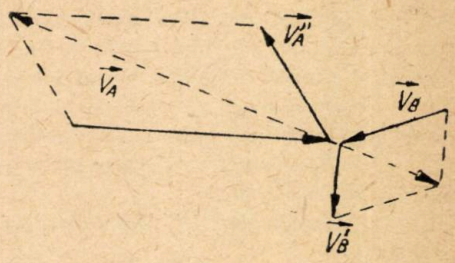


Fig. 4

I. Diagonala paralelogramelor construită pe v_2 și v_2' este în prelungirea diagonalei construite pe v_1 și v_1', oricare ar fi condițiile experienței, adică oricare ar fi pozițiile inițiale (fig. 4). Pe scurt,

$$\vec{v}_2' - \vec{v}_2 = -k\left(\vec{v}_1' - \vec{v}_1\right) \tag{2}$$

unde k este un scalar totdeauna pozitiv.

II. Dacă păstrăm neschimbate corpurile A și B și variem numai pozițiile inițiale, scalarul k rămîne neschimbat, deci el depinde numai de proprietățile mecanice ale celor două corpuri.

III. Dacă cele două corpuri sînt identice, adică sînt construite din același material și au aceleași dimensiuni geometrice, atunci

$$k = 1. \tag{3}$$

IV. Dacă păstrăm corpul B neschimbat (corp « etalon »), construindu-l din același material, dar modificăm corpul A, variindu-i dimensiunile geometrice, constatăm că scalarul k este proporțional cu volumul lui A. Pe baza acestui rezultat putem da un conținut științific precis

noțiunii intuitive de «cantitate de materie». Evident că, pentru corpuri alcătuite din același material, vom spune că această «cantitate» e proporțională cu întinderea corpului. Dar intuiția nu ne dă un mijloc direct pentru compararea «cantităților de materie» ale unor corpuri construite din materiale diferite. Constatările experimentale de mai sus ne permit să definim o mărime nouă, anume «masa» corpului, care se reduce la noțiunea intuitivă de «cantitate de materie», atunci cînd e vorba de corpuri alcătuite din același material.

Vom spune că două corpuri A și B au aceeași *masă*, dacă la o experiență de ciocnire $k=1$. În general, vom numi masă a lui A, măsurată cu ajutorul lui V ca unitate, coeficientul k din relația (2). Dacă se alege un corp oarecare C ca etalon de masă, atunci coeficientul k are forma

$$k = \frac{m_1}{m_2}. \tag{4}$$

Aici trebuie subliniat faptul că această definiție nu e arbitrară, ci este condiționată de valabilitatea *experimentală* a constatărilor I, II, III, IV. Apoi trebuie menționat și faptul că în practica de toate zilele masele nu se măsoară prin acest procedeu dinamic laborios, ci printr-un procedeu static, care va fi descris mai tîrziu, și care se dovedește a conduce la rezultate identice cu cele dinamice. Totuși, atît în mecanica cerească, cît și în fizica atomică, procedeul static este inaplicabil și se recurge atunci la definiția dinamică.

Folosind concluzia (4) și relația (2), se poate scrie

$$m_1 \vec{v} + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{v}_1' + m_2 \vec{v}_2'. \tag{5}$$

Rezultă deci din experiențele noastre existența, pentru fiecare punct material, a unui vector $m\vec{v}$, numit *impuls*, care satisface următoarei legi de conservare:

La interacțiunea a două puncte materiale, suma vectorială a impulsurilor rămîne constantă. Cu alte cuvinte, impulsul cîștigat de un corp în urma interacțiunii este egal (vectorial) cu impulsul pierdut de corpul cu care interacționează.

În modul acesta am atins scopul nostru principal, care era definiția masei și impulsului unui corp (asimilabil cu un punct material) precum și formularea legii conservării impulsului.

Rămîne să arătăm, și mai pe scurt decît pînă acum, ce concluzii se pot trage din definițiile și legile obținute.

1. Principiul inerției: dacă un corp nu interacționează cu alte corpuri, impulsul său rămîne constant.

2. Pentru a studia mișcarea unui corp care se află în interacțiune cu alte corpuri, e necesar să cunoaștem schimburile de impuls dintre acest corp și corpurile înconjurătoare. Este deci natural să se descrie interacțiunea cu ajutorul schimbului de impuls în unitatea de timp, numit forță

$$\vec{F} = \frac{d\, m\, \vec{v}}{dt}.$$

Proprietățile esențiale ale forței rezultă din legea de conservare a impulsului. Dacă A este în interacțiunea numai cu B, atunci cîștigul de impuls în unitatea de timp al lui A este egal și opus cîștigului de impuls al lui B, deci forței exercitate de B asupra lui A îi corespunde o forță egală și opusă exercitată de A asupra lui B. Avem astfel principiul acțiunii și reacțiunii.

Dacă A este în interacțiune cu mai multe corpuri: $B, C, D, \ldots$ atunci cîștigul de impuls pe unitatea de timp al lui A este egal cu suma vectorială a cîștigurilor dobîndite în interacțiile cu $B, C, D, \ldots$ adică forța totală suferită de A este suma vectorială a forțelor exercitate de $B, C, D, \ldots$ Regăsim astfel legea paralelogramului.

Dezvoltarea ulterioară a dinamicii punctului urmează liniile clasice, așa încît vom opri expunerea aici.

SPAȚIUL, TIMPUL ȘI MIȘCAREA ÎN TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÎNSE *)

DE

V. NOVACU

1. Principiul relativității a fost stabilit în fizică de către Galileu și Newton odată cu formularea bazelor mecanicii clasice. Astfel el a fost formulat în legătură cu mișcareamecanică în sensul, că din punctul de vedere al mecanicii clasice starea de repaus și starea de mișcare rectilinie uniformă sînt echivalente (legea inerției lui Galileu). Cu alte cuvinte, mișcarea de translație uniformă a corpurilor nu are nici o influență asupra proceselor mecanice care au loc în acele corpuri. Matematic acest fapt se exprimă prin invarianța ecuațiilor mișcării față de grupul de transformări galileene.

De aici rezultă că nu putem vorbi de viteză sau de traiectorie «în general» ci numai în raport cu un corp determinat, ales ca referință, însă aceasta nu înseamnă nicidecum că viteza sau traiectoria n-ar avea un sens obiectiv. Dar aceasta nu înseamnă, pe de altă parte, că toate mărimile din mecanică sînt relative, adică depind de alegerea sistemului de referință, astfel accelerația, forța și energia potențială sînt mărimi care au un caracter absolut.

2. Electrodinamica corpurilor în mișcare, în lumina datelor experimentale, a condus la concluzia că principiul relativității este valabil nu numai în cazul fenomenelor mecanice ci și pentru cele electromagnetice. Încercarea lui Hertz de a extinde principiul relativității la fenomenele electromagnetice în cadrul fizicii clasice, adică în ipoteza spațiului izotrop, omogen și euclidian și a timpului absolut, admițînd cîmpul electromagnetic absolut, a dat greș. Ecuațiile electromagneticii ale lui Maxwell nu sînt invariante față de transformarea galileană. Este meritul lui Einstein de a fi arătat că pornind de la postulatele:

a) Valabilitatea generală a principiului relativității și

b) Constanța universală a vitezei de propagare a luminii; se poate găsi grupul de transformări denumit grupul lui Lorentz care lasă invariante ecuațiile lui Maxwell. Einstein, pornind de la faptul că relativitatea mișcării în general înseamnă că mișcarea corpurilor se face unul față de altul ținînd seama de interacțiunea universală, în consecință nu poate fi raportată la corpuri sau medii absolut imobile (cum ar fi bunăoară eterul) a fost condus la examinarea critică a noțiunilor clasice de spațiu și timp definite de Newton. Anume principiul relativității și imposibilitatea acțiunii instantanee, adică existența unei viteze finite de propagare a interacțiunii, conduce la o contradicție cu noțiunile clasice despre spațiu și timp, deoarece transformarea lui Lorentz implică o *conexiune* între spațiu și timp, în același timp cu relativitatea lungimilor, a duratei și simultaneității.

Prin urmare, teoria relativității restrînse a lui Einstein extinde principiul relativității, stabilit pentru fenomenele mecanice, la categoria mai generală a fenomenelor electromagnetice ținînd seama de existența legii constanței vitezei de propagare a semnalelor luminoase în spațiul liber sau în general al interacțiunilor dintre corpuri.

Transformarea galileană se obține ca un caz limită al transformării lui Lorentz, pentru o viteză infinită a semnalelor luminoase, adică a unor acțiuni instantanee. Existența unei conexiuni între spațiu și timp, exprimată prin transformarea lui Lorentz, conduce la o modificare a mecanicii în sensul relativității masei, al dependenței sale de viteză, și al existenței unei *interdependențe* între masă și energia unui corp în mișcare. Aceste consecințe sînt foarte bine verificate prin experiențe. Indeosebi legea interdependenței dintre masă și energie

*) Rezumat al expunerii făcute în ședința plenară de Comunicări din 29 decembrie 1953 a Institutului de fizică organizată împreună cu seminarul metodologic al Facultății de matematică și fizică.

este fundamentală în fizica nucleară. De altfel, principiul relativității, împreună cu legea interdependenței dintre masă și energie, conduce de asemenea la transformarea lui Lorentz.

3. Interpretarea concluziilor teoriei relativității restrînse, îndeosebi în privința relativității spațiului și a timpului, este denaturată la majoritatea fizicienilor din țările capitaliste căzuți sub influența filozofiei idealiste a lui Mach și a urmașilor lui, ceea ce a condus la raționamente false și o prezentare obscură a conținutului fizic adevărat al teoriei relativității în dauna progresului științelor fizice. Manifestarea idealismului «fizic» de tip machist în teoria relativității se datorește atît *introducerii punctului de vedere operațional* în definiția sistemului de referință chiar de către A. Einstein, creatorul teoriei, cît și *negării caracterului obiectiv al spațiului și timpului* prin identificarea — conștientă sau inconștientă — a relativității fizice cu lipsa de obiectivitate, cu subiectivismul. Confundarea relativului cu subiectivul, înțelegerea principiului relativității în sensul relativității totale a cunoștințelor este frecvent la fizicienii din apus ca N. Bohr, A. Eddington, J. Jeans, pentru a nu cita decît pe cei mai de seamă. Astfel relativitatea lungimii, duratei și a simultaneității sînt considerate ca «efecte aparente» legate de «punctul de vedere al observatorului». Se face confuzie între sistemul de referință și observator, iar tratarea operațională identifică spațiul cu riglele etalon și timpul cu ceasornicele, definind variația lungimii și duratei prin relații între două rigle etalon, respectiv două ceasornice considerate în mișcare. În fond se revine deci la vechile idei machiste, demascate ca fiind idealiste încă de V. I. Lenin în geniala sa operă *Materialism și Empiriocriticism*, conform cărora «nu lucrurile și fenomenele există ca atare, ci numai *relațiile* dintre lucruri și fenomene».

4. Ceea ce creează o deosebită dificultate în formularea corectă a teoriei relativității este însă faptul că pozitivismul lui Einstein a pătruns adînc în formularea tezelor fundamentale și în interpretarea concluziilor teoriei relativității, astfel că această teorie a ajuns să fie folosită pentru «fundamentarea» relativismului filozofic burghez în sensul negării obiectivității spațiului, timpului și a mișcării.

În realitate, trebuie să subliniem, că teoria relativității restrînse este *teoria fizică* a proprietăților spațiului și timpului obiectiv. Spațiul nu se poate identifica cu procedeul de măsurare cu ajutorul etaloanelor, după cum nici timpul nu se identifică cu indicațiile unui ceasornic, oricît de perfect ar funcționa acesta. De asemenea relațiile spațio-temporale există în mod *independent* de măsurătorile noastre și constituie tocmai conținutul adevărat al teoriei relativității restrînse.

După cum au arătat fizicienii și filozofii sovietici, ca acad. V. A. Fok [1], G. I. Naan [2] și A. D. Aleksandrov [3], pentru a demasca caracterul neștiințific al interpretărilor pozitiviste (machiste) al teoriei relativității restrînse trebuie să ne bazăm pe tezele materialismului dialectic, adică ale materialismului științific. Mulți dintre fizicienii din țările capitaliste au căzut în mrejele înșelătoare ale pozitivismului, ajungînd să susțină afirmații idealiste, tocmai din cauza necunoașterii materialismului dialectic. În realitate, o analiză mai adîncă arată că tezele fundamentale ale teoriei relativității restrînse confirmă în mod strălucit tezele materialismului dialectic asupra spațiului și timpului ca forme de existență ale materiei, iar conexiunea dintre spațiu și timp reflectă legătura indestructibilă dintre materie și mișcare. Conform teoriei relativității restrînse, spațiul și timpul se unesc în spațiu-timp, formă generală de existență a materiei în mișcare. Spațiu-timpul are sens absolut, despărțirea în spațiu pe de o parte și timp pe de altă parte avînd un caracter relativ, fără ca prin aceasta să înțelegem că ele încetează să reprezinte o realitate obiectivă. Relațiile spațiale și temporale nu pot exista «în sine», în «formă pură», ci se definesc prin intermediul legăturilor materiale, interacțiunilor dintre obiecte și fenomene.

Teoria relativității nestrînse înseamnă o depășire a punctului de vedere metafizic, deci ngust, al materialismului bazat pe mecanica newtoniană prin extinderea principiului relati-

vității la toate fenomenele fizice. În acest proces de depășire, care are caracter vădit dialectic, al cărui conținut nu se desvăluie decît dacă este privit de pe pozițiile materialismului dialectic principiul relativității nu trebuie privit ca un postulat oarecare și nici nu se referă la «punctul de vedere al observatorului», el fiind *o lege a naturii*, avînd deci un caracter obiectiv, după cum a fost de altfel considerat și în mecanică, valabil cel puțin în domeniul macroscopic. Principiul relativității se referă la manifestarea obiectivă a lucrurilor și fenomenelor în relațiile lor obiective de interdependență.

5. În dezbaterile fizicienilor și filozofilor sovietici în jurul problemei spațiului, timpului și mișcării în fizica modernă, care s-a desfășurat pe o scară largă în U.R.S.S. îndeosebi în coloanele revistei «Voprosî Filosofii», a rezultat că încă mai sînt fizicieni sovietici care se află sub influența interpretărilor pozitiviste burgheze ale teoriei relativității restrînse și că metoda de expunere corectă a teoriei relativității restrînse trebuie să fie găsită prin curățirea ei de denaturările idealiste de natură machistă, care împiedică înțelegerea justă a conținutului ei, elaborînd forma ideologică în acord cu conținutul ei materialist pe baza tezelor materialismului dialectic. Numai astfel se vor putea deschide perspectivele de dezvoltare în viitor ale acestei teorii fizice atît de importante.

De asemenea trebuie să menționăm, că în critica interpretărilor idealiste ale teoriei relativității s-au manifestat confuzii, s-au scris articole bazate pe poziții cu totul greșite, după cum au arătat îndeosebi acad. V. A. Fok și A. D. Aleksandrov. Astfel I. P. Terleţki [4] neagă relativitatea obiectivă, considerînd obiectiv numai ceea ce este absolut și reduce esența teoriei relativității la geometria 4 — dimensională a lui Minkowski, ceea ce este cu totul greșit, deoarece conținutul fizic al teoriei relativității nu se poate reduce la o geometrie oricît de importante ar fi contribuțiile lui Minkowski pentru interpretarea geometrică a transformării lui Lorentz.

La fel de greșit este punctul de vedere a lui A. A. Maximov [5] care, după cum au arătat G. I. Naan și A. D. Aleksandrov, confundă relativul cu subiectivul, considerînd că este obiectiv numai ceea ce este absolut. Confundarea formei idealiste cu conținutul teoriei relativității conduce pe Maximov la negarea întregii teorii a relativității restrînse, menținînd numai transformarea lui Lorentz, ceea ce, după cum a arătat acad. V. A. Fok [1], înseamnă o totală necunoaștere a fizicii și o nesocotire a unora din cuceririle științifice cele mai importante din secolul nostru.

În loc de a pune în mod metafizic legăturile absolute și relative, în realitate trebuie scoasă în evidență tocmai *unitatea obiectivă* a ceea ce este absolut și relativ în natură.

6. La noi în țară, majoritatea fizicienilor au fost, și unii mai sînt încă, sub influența interpretărilor pozitiviste burgheze a teoriei relativității restrînse. În cursuri și manuale se vorbește mereu de faimoșii observatori, unul în laborator și altul «călare pe electron», deplasîndu-se cu o viteză fantastică față de primul etc. Dar pe lîngă această preluare necritică a prezentării teoriei din tratatele și manualele apărute în țările capitaliste, se mai manifestă uneori o preluare necritică și a celor expuse în articolele menționate și altele, apărute în «Voprosî Filosofii». În particular au apărut lucrări scrise sub influența directă a lui A. A. Maximov, etc.

În concluzie, pentru a găsi metoda justă de a prezenta și a interpreta teoria relativității restrînse, nu este deajuns să utilizăm metoda materialist-dialectică în vorbe, în citate, ci trebuie ca printr-o însușire temeinică, atît a bazelor materialismului dialectic, cît și a bazelor teoriei relativității restrînse, să aplicăm tezele materialismului științific în *mod concret și creator*, pentru înțelegerea justă a conținutului acestei teorii fizice. În critica manifestărilor idealiste în fizică trebuie să pătrundem pînă la *rădăcinile lor* pentru a le smulge cu totul, stabilind adevăratul înțeles materialist al teoriei. Pentru aceasta trebuie să unim combativitatea ideologică cu rigoarea științifică, terminînd cu liberalismul în problemele ideologice ale fizicii.

Teoria relativității restrînse este teoria fizică a interdependenței dintre spațiu și timp, care este confirmată prin numeroase experiențe fundamentale, fiind la baza celor mai impor-

tante cuceriri ale fizicii moderne. Ca orice teorie fizică, teoria relativității restrînse se ocupă de lucruri reale și nu de efecte aparente. Conținutul ei obiectiv se înțelege și se poate dezvolta numai dacă o privim din punctul de vedere al materialismului dialectic, adică al materialismului științific.

BIBLIOGRAFIE

1. V. A. Fok, Voprosî Filosofii, 1953, nr. 1, p. 168.
2. G. I. Naan, Voprosî Filosofii, 1951, nr. 2.
3. A. D. Alexandrov, Voprosî Filosofii, 1953, nr. 5, p. 225.
4. I. P. Terleţki, Voprosî Filosofii, 1952, nr. 3, p. 191.
5. A. A. Maximov, Voprosî Filosofii, 1953, nr. 1, p. 175. Priroda, 1950; Krasnîi flot, 1950.

ACTIVITATEA INSTITUTULUI DE FIZICĂ

ŞEDINŢELE INSTITUTULUI

În pericada 1 octombrie 1953 — 1 februarie 1954, au avut loc o serie de şedinţe plenare ale Institutului de fizică al Academiei R.P.R., în care au fost rezolvate Comunicările şi Referatele de mai jos:

13 OCTOMBRIE 1953

Al. Grigoriu şi G. Giurgea: *Măsurarea temperaturii cîmpului cinetic şi a cîmpului radiativ în atmosferă cu un sistem de trei termometre inegale* (Comunicare).

20 OCTOMBRIE 1953

E. Friedländer: *O metodă statistică pentru determinarea energiei particulelor nucleare active din radiaţia cosmică* (Comunicare).

3 NOIEMBRIE 1953

E. Ruckenstein: *O teorie a coeficienţilor de transport de căldură* (Comunicare)
T. Tănăsescu: *Asupra vizitei făcute în cadrul relaţiilor de colaborare culturală cu Republica Populară Bulgară.*

10 NOIEMBRIE 1953

E. Friedländer: *Generare multiplă de mezoni la ciocnirea particulelor de mare energie cu nuclee atomice* (Comunicare).

17 NOIEMBRIE 1953

M. Herovanu: *Cîteva probleme de actinometrie meteorologică* (Comunicare).

24 NOIEMBRIE 1953

Gh. Mihoc: *Noţiunea de probabilitate* (în colaborare cu Seminarul metodologic al Facultăţii de matematică şi fizică a Universităţii «C. I. Parhon»).

1 DECEMBRIE 1953

N. Teodorescu: *Perturbaţie, corpuscul şi undă în teoria invariantă a propagării undelor* (în colaborare cu Institutul de matematică al Academiei R.P.R.).

8 DECEMBRIE 1953

H. Staude: *Rezultate noi în developarea fotografică* (Comunicare).

15 DECEMBRIE 1953

A. Gelberg: *Studiul emisiei autoelectronice a nichelului* (Comunicare).

22 DECEMBRIE 1953

D. Bally: *Consfătuiri sovietice în problema razelor Röntgen* (Referat).

29 DECEMBRIE 1953

V. Novacu: *Spațiu', timpul și mișcarea în teoria relativității restrînse* (în colaborare cu Seminarul metodologic al Facultății de matematică și fizică a Universității «C. I. Parhon»).

5 IANUARIE 1954

C. Staicu: *Analiza dimensională. Stabilirea relațiilor monoame și omogene* (Comunicare).

19 IANUARIE 1954

S. Klarsfeld: *Critica denaturărilor idealiste în problema masei și energiei* (Referat).

29 IANUARIE 1954

Gr. Moisil: *Aplicațiile logicii matematice în problemele automatizării* (în colaborare cu Seminarul metodologic al Facultății de matematică și fizică a Universității «C. I. Parhon»).

SEMINARUL DE TEORIA CUANTICĂ A CÎMPURILOR

Acest seminar inițiat de Secția de fizică teoretică are ca scop introducerea în fundamentul teoriei cîmpurilor, în vederea aprofundării acestui domeniu.

Pentru atingerea scopului, s-a propus ca seminarul să se desfășoare în două etape:

I. În prima etapă, care a început în mai 1953, a fost programată parcurgerea părții mai vechi a teoriei (înaintea apariției teoriilor de renormare).

II. În etapa a doua (care va începe în toamna anului 1954) se vor trata încercările mai moderne (Tenia Tomonaga-Schwinger, Feynman, Dyson și altele).

Pentru prima etapă, care a început în luna mai 1953 și a fost reluată în noiembrie 1953, s-au programat următoarele Referate:

1. *Teoria electronului a lui Dirac* (R. Weiner — 4 ședințe);
2. *Cuantificarea cîmpului scalar* (D. Bogdan — 2 ședințe);
3. *Cuantificarea cîmpului electromagnetic cu aplicații la dispersie, efect Compton* (A. Corciovei — 6 ședințe).
4. *Cuantificarea cîmpului mezonic vectorial cu aplicații la forțe nucleare* (M. Mayer — 2 ședințe).
5. *Echivalența cuantificării a doua cu teoria în spațiul configurațiilor* (V. Sergiescu — 1 ședință).
6. *Cuantificarea cîmpului pozitron electronic* (C. Iussim — 2—3 ședințe).
7. *Aplicații de electrodinamică cuantică* (M. Mayer — A. Hristev — 3 ședințe).

Pînă la 1 februarie ședințele se țineau bilunar, iar de atunci se țin săptămînal, marți, la orele 9,30 în cabinetul prof. V. Novacu.

SEMINARUL DE FIZICA SOLIDELOR

Acest seminar a fost inițiat de Secțiile electricitate și fizică teoretică, avînd drept scop asimilarea și aprofundarea bazei teoretice a problemelor abordate de colectivele respective ale celor două secții, în lumina teoriilor actuale ale fizicii moderne.

Probleme din acest domeniu au fost adoptate în tematica secțiilor pe linia profilării cercetărilor din Institutul de fizică înspre direcții mai precis conturate, în care să se formeze colective mai mari și mai închegate, care să atace problemele cu toate metodele fizicii moderne.

Pentru atingerea scopului s-a propus ca seminarul să se desfășoare în două etape:

I. Introducerea în fizica solidelor (15 ianuarie 1953...15 iunie 1953) etapă în care s-au tratat următoarele subiecte:

1. *Ecuația lui Schrödinger* (V. Sergiescu).
2. *Proprietățile funcțiilor de undă* (M. Nachman).
3. *Elemente de teoria perturbațiilor* (M. Nachman).
4. *Mișcarea electronului sub acțiunea unui potențial periodic (modelul Kronig-Penney)* (V. Sergiescu).
5. *Teoria zonelor* (V. Sergiescu).

6. *Criterii de clasificare a cristalelor (metale dielectrici semiconductori* (V. Sergiescu).
7. *Aplicarea teoriei zonelor la studiul semiconductorilor* (V. Sergiescu).

II. Fizica solidelor (15 septembrie 1953 ... 1 iulie 1954) etapă în care se tratează următoarele subiecte:

1. *Privire generală asupra metodelor de studiu în fizica solidelor* (V. Sergiescu).
2. *Metoda perturbațiilor* (M. Nachman).
3. *Aproximația electronilor legați* (M. Oncescu).
4. *Aproximația electronilor liberi* (V. Sergiescu).
5. *Statistica electronilor în metale și semiconductori* (S. Klarsfeld).
6. *Emisia termică și lucru de extracție* (A. Gelberg).
7. *Efectul fotoelectric în metale și semiconductori* (M. Nachman).
8. *Absorbția optică a metalelor* (H. Rottman).
9. *Difracția electronilor și a razelor Röntgen* (D. Bally).
10. *Redresarea* (V. Sergiescu).
11. *Conductibilitatea electrică a metalelor și semiconductorilor* (C. Moțoc, B. Iosifescu și V. Sergiescu).
12. *Para și diamagnetismul metalelor* (G. Comșa).
13. *Teoria feromagnetismului* (E. Ruckenstein).
14. *Teoria domeniilor hysteresis etc.* (S. Klarsfeld).
15. *Transformări de fază de ordinul* I *și* II (D. Bally).

La acest seminar participă aproximativ 15 colaboratori aparținînd secțiilor de fizică teoretică, electricitate și radiații.

Seminarul are loc în fiecare sîmbătă, ora 8 dimineața, în laboratorul de electricitate al Facultății de matematică și fizică.

RECENZII

MANUALUL INGINERULUI ELECTRICIAN, Editura tehnică, Bucureşti, 1953, vol. I.

Volumul I al lucrării *Manualul inginerului electrician* este o lucrare de dimensiuni impunătoare şi, prin conţinutul ei, unică pînă la această dată în literatura noastră tehnică.

Lucrări de acest gen apar însă de mult în Uniunea Sovietică, reeditîndu-se mereu, unele chiar la intervale foarte scurte, ceea ce arată o cerere intensă din partea cititorilor şi, prin urmare, folosul real pe care îl aduc. Într-adevăr, astfel de manuale prezentînd relativ pe scurt bazele ştiinţifice şi cu destul de multe detalii elementele importante ale domeniului tehnic cărora le sînt dedicate, pun la îndemîna tehnicienilor un mijloc rapid de orientare în problemele variate pe care le ridică activitatea de fiecare zi. Folosul lor este cu atît mai complet, cu cît sînt ţinute la zi cu progresul tehnic şi ştiinţific, ceea ce constituie încă un motiv pentru a se scoate des ediţii revizuite.

Dificultăţi foarte mari apar însă la redactarea unui astfel de manual tehnic general, din cauza condiţiilor grele de care trebuie să se ţină seama, impuse pe de o parte de varietatea şi complexitatea materialului şi, pe de altă parte, de volumul lucrării care nu trebuie să depăşească dimensiunile ce permit o consultare comodă. Astfel, este în afară de orice îndoială că expunerea fiecărui subiect, deşi concisă, trebuie să fie completă, deoarece se adresează unor oameni care, deşi au o pregătire apropiată sau chiar identică, lucrează în domenii tehnice destul de diferite. Expunerea trebuie să fie clară şi precisă aşa încît consultarea manualului să nu ceară un timp prea lung şi să aducă un folos practic.

În consecinţă, redactarea unui asemenea manual se impune a fi făcută nu numai cu o grijă deosebită, dar şi cu o competenţă desăvîrşită, de către persoane cu continuitate în activitatea tehnico-ştiinţifică, care se ţin la curent cu literatura ştiinţifică generală şi de specialitate şi care, pe cît posibil trebuie să fie antrenate în lucrări de cercetare. Asemenea specialişti vor putea asigura întotdeauna punerea la zi a manualului, atît cu rezultatele cele mai noi, cît şi cu bibliografia cea mai recentă (lucrări de ansamblu şi originale) de care cititorii să facă uz la nevoie.

În momentul de faţă, există în R.P.R. aproape în toate domeniile tehnice, persoane a căror pregătire şi activitate corespunde cerinţelor de mai sus şi de aceea editurile de Stat şi-au pus în program, încă de mai mulţi ani, editarea de asemenea manuale tehnice generale pentru acele specialităţi care se bucură la noi de o răspîndire mai largă. Succese remarcabile au şi fost obţinute pe această linie. Un exemplu îl constituie *Manualul chimistului*, al cărui al patrulea volum a apărut în luna aprilie a acestui an.

Cu o întîrziere destul de mare s-a trecut şi la editarea manualului destinat uzului zilnic al inginerului electrician. Cu toate că planul nostru de electrificare datează din 1949, iar în anii ce s-au scurs de atunci au fost realizate etape importante ale acestui plan, totuşi primul volum a lucrării *Manualul inginerului electrician* nu s-a pus în vînzare decît în luna martie 1954. Editura tehnică are datoria să corijeze cel puţin în parte această întîrziere, grăbind apariţia celorlalte volume.

Pe de altă parte, conducerea Editurii tehnice a dat dovadă de mult simţ de răspundere, încredinţînd redactarea primului volum unui grup de specialişti, în majoritate din cadrele Institutului Politehnic, care lucrează de multă vreme, intens şi cu rezultate adesea remarcabile, tocmai în problemele care fac obiectul acestui volum. În aceste condiţii s-a asigurat de la început şi s-a obţinut ca, chiar de la prima ediţie, lucrarea să poată fi considerată ca un succes.

Lăsînd la o parte un număr mic de greşeli pe care le-am putut observa şi care vor fi semnalate de altfel mai jos, discuţia care urmează nu se va referi decît în mică măsură la fondul problemelor tratate, referindu-se mai mult la planul general al volumului, la punctele de vedere adoptate de autori în prezentarea materialului. Este evident că asemenea lucruri pot fi totdeauna criticate cu uşurinţă, însă avînd în vedere că în această direcţie există acum multă experienţă acumulată, se pot stabili relativ uşor criterii de discuţie mai obiective. Astfel, în legătură cu caracteristicile esenţiale amintite mai sus, este clar că, în ciuda diversităţii mate-

rialului prezentat, manualul întreg trebuie să apară unitar, în sensul că problemele tratate să se înlănțuiască pe cît posibil, completîndu-se una pe alta pe o linie aleasă de la început, fără să se suprapună, fără contraziceri și chiar fără schimbări esențiale față de punctul de vedere inițial. Experiența a arătat că la această cerință, cu totul banală cînd este vorba de cărțile științifice obișnuite, trebuie să răspundă și manualele tehnice generale. În aceste manuale însă, spre deosebire de cele dintîi, trebuie incluse sau reduse la minimum discuțiile asupra chestiunilor încă controversate și înlocuite prin trimiteri la literatura originală. Îndeplinirea acestor două condiții ce ni se par esențiale, asigură manualului o deplină claritate. Părerea noastră este că autorii nu le-au respectat întotdeauna, după cum va rezulta din cele ce urmează.

Volumul I al *Manualului inginerului electrician* este împărțit în două secțiuni: prima este consacrată unei introduceri științifice generale (intitulată, de altfel nepotrivit «teoria generală») iar a doua măsurărilor electrice și magnetice.

Secțiunea I cuprinde trei capitole, intitulate: 1) *Matematici*, 2) *Mărimi și unități*, 3) *Bazele fizice și teoretice ale electrotehnicii*.

Primul capitol, *Matematici*, care este în bună parte un formular matematic ajutător pentru activitatea curentă a inginerului electrician, a fost, în linii generale, construit, cu destulă îngrijire pentru a cuprinde întregul instrumentaj modern de matematică, întrebuințat în electrotehnica teoretică. Nu vom face alte aprecieri asupra acestei părți, care nu a fost studiată de noi mai în amănunt.

Al doilea capitol, *Mărimi și unități*, începe prin cîteva considerații generale privind înțelesul unor noțiuni fundamentale, ca: fenomen fizic, formulă fizică, mărimi, măsurare, sisteme de unități etc. În general, formulările sînt fericit alese și clare. Sînt și unele excepții, de pildă prima frază din paragraful 1 («un fenomen fizic este *determinat* de manifestările sale care pot fi exprimate sub forma unei relații între o serie de mărimi fizice, care-l caracterizează») care conține — așa cum este redactat — o eroare evidentă, sau definiția noțiunii de omogenitate care conține o tautologie.

Credem că, după procedeul adoptat de altfel pentru restul volumului, ar fi trebuit citat sau chiar prelucrat aici și Standardul de Stat 2321—51, cu privire la regulile de alcătuirea formulelor fizice, unul dintre cele mai remarcabile standarde generale.

În continuare, mărimile fundamentale din electrotehnică sînt «caracterizate numai prin unele din proprietățile lor, în scopul identificării lor», acest procedeu fiind adoptat, spun autorii, din lipsa unui Standard de Stat consacrat terminologiei electrotehnice. Redactarea acestei părți este însă extrem de îngrijită și va putea constitui o bază serioasă la întocmirea standardului amintit. Mai departe se reproduce și proiectul de standard sovietic, asupra terminologiei în electrotehnica teoretică. Fără îndoială că definițiile adoptate aici coincid într-o largă măsură cu acele ale autorilor manualului, proiectul sovietic este însă mult mai complet în ceea ce privește numărul termenilor definiți și se bazează pe un punct de vedere diferit. Dacă este într-adevăr necesar ca Manualul să cuprindă de la început o înșiruire ordonată a definițiilor tuturor termenilor fundamentali, este sigur că întreaga expunere ar fi cîștigat în claritate și în unitate, dacă autorii ar fi sintetizat diversele puncte de vedere ce se întîlnesc astăzi în standarde, fixînd astfel o anumită linie, care să rămînă aceeași pentru întregul manual. Din nefericire nu s-a procedat așa după cum se va arăta mai departe.

Capitolul II se încheie cu o prezentare detaliată a sistemelor de unități. Această problemă care are multe aspecte noi, este tratată într-o formă deosebit de bine aleasă, pentru a fi înțeleasă repede și complet. La sfîrșit sînt reproduse standardele noastre de unități, elaborate în 1949. Din standardul care se referă la unitățile electrice și magnetice lipsesc însă unitățile mks pentru inducția electrică, fluxul electric, permitivitate și permeabilitate, adică acelea care se modifică prin raționalizare, din cauză că discuțiile asupra denumirii lor erau și sînt încă în curs. Ar fi fost potrivit ca diversele posibilități să fie prezentate într-o formă oarecare pentru ca sistemul mks să apară complet, cu atît mai mult, cu cît acele unități se folosesc curent în practică. Adăogirea unei note bibliografice în această privință se impunea de asemenea.

Al treilea capitol, *Bazele fizice și teoretice ale electrotehnicei*, este de o importanță deosebită, întrucît cuprinde noțiunile științifice pe care se va axa tot restul manualului. Desigur că titlul este ales într-un mod puțin stîngaci, fizicii fiindu-i proprii atît metoda experimentală, cît și cea teoretică. Un titlu mai nimerit ar fi fost: *Bazele experimentale și teoretice ale electrotehnicei* sau pur și simplu *Bazele fizice ale electrotehnicii*. În treacăt fie zis, cuvîntul «fizic» este întrebuințat în tot volumul într-un mod abuziv.

Capitolul începe prin expunerea succintă a elementelor de electricitate, insistîndu-se mai pe larg și cu bună dreptate asupra acelor fenomene și metode de calcul care au o mai strînsă legătură cu aplicațiile electrotehnicii. Să vedem în ce măsură a fost realizată aici condiția de

tratare unitară a materialului. Autorii manualului n-au satisfăcut întotdeauna aceste cerințe într-un mod fericit în partea de care ne ocupăm.

Astfel în primul subcapitol, *Electrocinetica*, se introduce la paragraful 1 noțiunea de forță electromotoare sub forma: « F.e.m. este cauza fizică în măsură să producă și să mențină un curent electric într-un circuit electric închis (proprietăți, la capitolul *Măsuri și Unități)*. Ea este produsă de un generator de energie electrică. Unitatea practică de f.e.m. este voltul ». Urmînd trimiterea recomandată aici, găsim la locul indicat, în afară de definiția de mai sus (să-i spunem, calitativă) cele două definiții cunoscute ale f.e.m., care permit și evaluarea ei riguroasă. Una dintre ele pleacă însă de la noțiunea de putere, iar cealaltă de la noțiunea de intensitatea cîmpului electric, noțiuni care se introduc abia la paragraful 90 și respectiv la paragraful 16. Cititorul nu se poate lipsi însă de înțelesul complet al termenului f.e.m. deoarece imediat mai departe la paragraful 4 se face uz de el în legea lui Ohm după ce în paragrafele 2 și 3 s-au dat definițiile complete ale intensității curentului și rezistenței electrice, fără să mai fie nevoie de trimiteri la capitolul anterior. S-ar putea obiecta desigur că tot la *Mărimi și Unități* se găsesc și definițiile intensității cîmpului electric și a puterii, dar aceea prezentare lapidară poate fi insuficientă, cum au observat și autorii, reluînd totul de la început în capitolul de care ne ocupăm. Toate aceste încurcături se datoresc, credem noi, defectului de repetiție în care cad capitolele II și III și efortului ce se face în cel din urmă, pentru a întrebuința pe cel dintîi. Din fericire, chiar de la subcapitolul al doilea începe să se renunțe încetul cu încetul la această operație, ceea ce contribuie foarte mult la ridicarea calității.

Pe de altă parte, electrostatica urmează imediat după electrocinetică; de obicei, ordinea acestor capitole este inversă. Totuși în unele cărți de electricitate — destinate mai ales tehnicienilor — capitolul consacrat electrostaticii este expulzat spre sfîrșit și redus la studiul capacității electrice, a condensatorilor și al altor probleme în legătură directă cu acestea. Se procedează așa, întrucît studiile în legătură cu sarcinile electrice discrete sînt, în cea mai mare parte, lipsite de interes pentru aplicațiile electrotehnice. În aceste cărți se începe într-adevăr cu electrocinetica, introducîndu-se noțiunea de f.e.m. cu ajutorul aceleia de putere sau de energie, asupra cărora se face un studiu introductiv. În *Manualul inginerului electrician* nu se vede însă dece se tratează întîi electrocinetica, deoarece studiul electrostaticii după canoanele clasice, de altfel foarte reușită din toate punctele de vedere, umează imediat. Din contră, dacă s-ar fi respectat oricare din regulile obișnuite, nu ar fi apărut nici lipsurile semnalate mai sus, deoarece punctele de vedere după care au fost elaborate capitolele II și III ar fi coincis.

Tot din cauza unei griji insuficiente la elaborarea planului manualului, subcapitolul *Electrocinetică* mai are și alte lipsuri. Astfel la paragrafele 13 și 14 se face uz de noțiunea de putere, pe cînd definiția acesteia este dată mai tîrziu, în alt subcapitol, ca și legea lui Joule de altfel. În schimb se introduce fără să fie nevoie noțiunea de sarcină electrică (§ 12).

Restul capitolului, adică cea mai mare parte a lui, pare a fi însă foarte bine echilibrat, îndeplinind în general condițiile esențiale pe care trebuie să le satisfacă un asemenea manual. Trebuie remarcate în special subcapitolele S—Z și pentru o foarte completă punere la zi. De asemenea trebuie subliniat că scrierea majorității formulelor fundamentale, atît în forma clasică, cît și în cea raționalizată, va fi de multă utilitate inginerilor noștri, acum cînd cea din urmă capătă o răspîndire din ce în ce mai mare.

Mai sînt totuși cîteva scăpări, care luate singure fără să se țină seama de calitățile de mai sus, ar putea să arunce neîncredere asupra întregului volum. Astfel la paragraful 258, puntea Wheatstone în curent alternativ este tratat într-un mod cu totul eronat. Din condiția simbolică de echilibru

$$\frac{R_1 + jX_1}{R_2 + jX_2} = \frac{R_3 + jX_3}{R_4 + jX_4}$$

se deduc următoarele condiții reale

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4} = \frac{X_1}{X_2} = \frac{X_3}{X_4}$$

ceea ce este complet fals, acestea din urmă fiind numai două și anume

$$R_1 R_4 - X_1 X_4 = R_2 R_3 - X_2 X_3$$
$$R_2 X_4 + R_4 X_2 = R_3 X_3 + R_1 X_2$$

cum se deduce imediat prin tratarea corectă a primei relații. Apoi în paragrafele de la 223 la 224, se întîlnește următoarea definiție: « Defazajul de timp sau de unghi este timpul θ sau unghiul $\varphi = \omega\theta$ cu care funcția i rămîne în urma funcției e », excluzîndu-se pentru motive neînțelese defazajul înainte al lui i față de e.

De asemenea paragraful 311, care începe astfel: « Principiul acțiunilor la distanță și transmisiunilor instantanee implică din punct de vedere fizic aproximații, care uneori sînt admisibile, mai ales la frecvențe industriale, cum este de exemplu cazul transferului între primarul și secundarul unui transformator », este în contrazicere nu numai cu modul în care sînt privite de foarte multă vreme fenomenele electromagnetice în regim cvasistaționar, dar chiar și cu paragraful 16 din același capitol, unde ideea greșită de « transmisie instantanee » este combătută în mod judicios. Semnalez de asemenea scăparea de la paragraful 31, unde se spune: « Se constată experimental, că un magnet are două puncte care exercită în special aceste proprietăți magnetice, puncte numite *poli* ». Știut este că polii unui magnet sînt fețe și că numai a-i unui dipol magnetic sînt puncte. Asemenea scăpări trebuie eliminate numaidecît la următoarea ediție.

Socotim că o altă lipsă a acestui capitol se întîlnește la studiul propagării cîmpului electro magnetic, care este limitat la cazul mediului infinit și la acela al liniilor de transmisie; poate că ar fi fost nimerit să se trateze aici și cazul ghidurilor de unde, cu importanță atît de mare astăzi în tehnica radiolocației și căreia i se va consacra probabil un capitol într-unul din celelalte volume. Nici capitolul de electronică nu este complet; lipsesc noțiunile cu privire la structura dielectricilor și semiconductorilor. Aceștia din urmă intră din ce în ce mai mult în practica curentă.

Ultimul capitol al acestui volum se ocupă cu măsurările electrice. Conceput pe o linie clasică și redactat cu îngrijire în ceea ce privește fondul, conținînd în general, multe amănunte în legătură cu exploatarea aparatelor și metodelor de măsurat, aduce un ajutor prețios celor care lucrează în tehnica curenților tari. Bănuim că pentru măsurările în înaltă frecvență s-a rezervat un capitol special în alt volum.

Este totuși de remarcat, la acest capitol, o oarecare lipsă de echilibru în ceea ce privește spațiul acordat diverselor probleme de măsurări electrice. Astfel, în timp ce toate instrumentele electrice de măsurat curenți, tensiuni și puteri sînt tratate în 24 de pagini, transformatorilor de măsurare li se rezervă 18 pagini, deși interesul pe care îl prezintă este incomparabil mai limitat; același lucru se poate spune și despre contorii electrici studiați foarte complet în 35 de pagini. Din această cauză, la instrumentele cu lectură directă rămîn nepomenite pînă și o serie importantă de caracteristici, printre care vom semnala în special felul cum fiecare dintre acestea răspund la variațiile de frecvență, precum și în regimul nesinusoidal. Tratarea celei de a doua caracteristici era impusă nu numai prin importanța ei, dar și prin faptul că teoria regimului deformat a fost atacată complet și foarte frumos în capitolul anterior — care este lipsit astfel de o foarte importantă aplicație. Apoi sînt tratate prea sumar galvanometrele, în special galvanometrele balistice, și osciloscopul catodic atît de importante în practica curentă de laborator.

De asemenea se constată un oarecare dezechilibru și în tratarea metodelor de măsurare. Pe cînd metodele de măsurare a puterii sînt descrise foarte complet, punțile de impedanță sînt prezentate numai principial și ca urmare, textul respectiv nu poate fi de mult ajutor în practică.

Din toate acestea se observă că autorii au dat cea mai mare atenție măsurărilor industriale, neglijînd pe cele de laborator și în special pe cele precise. Aceeași linie se observă și la subcapitolul rezervat măsurărilor magnetice care nu se fac decît prin metode de laborator, dar dintre care metodele de mare precizie au fost excluse. Socotim că acest punct de vedere nu se mai poate susține astăzi, cînd inginerul nostru electrician, în afară de sarcinile de supraveghere a muncii pe șantier sau în uzină, sau de proiectant după teme cunoscute, o are și pe aceea de cercetător în laboratoarele întreprinderilor, unde întrebuințarea unor metode precise de măsurare se impune adeseori. Pe de altă parte, chiar în practica curentă este nevoie astăzi de asemenea metode pentru controlul metrologic, periodic, al instrumentelor și aparatelor de măsurat, impus de lege a fi executat în mare parte de către însăși întreprinderile posesoare.

Înainte de a încheia, mai atragem atenția asupra unei lipse foarte grave de care suferă volumul întreg și care privește materialul bibliografic. Este adevărat că la sfîrșit este indicată o scurtă bibliografie care conține, cu foarte puține excepții, numai lucrări generale mai vechi, dar aceasta este cu totul insuficientă, în primul rînd din cauză că lipsesc lucrările de sinteză care se referă la drumurile deschise de curînd în știință și în tehnică. După cum am mai spus, asemenea trimiteri se impuneau în special pentru capitolele care se află în plină dezvoltare: electronica, feromagnetismul, dielectricii, semiconductorii etc. În schimb, sînt citate cîteva lucrări originale, aproape toate foarte vechi, datorite unor autori romîni, și care au avut foarte mare importanță la vremea lor, dar care nu mai prezintă azi un interes deosebit pentru inginer. Aceasta nu înseamnă însă că sînt citate toate contribuțiile romînești în domeniul electricității și electrotehnicii, în special cele mai recente, cu excepția celor datorite unora dintre autorii manualului, ceea ce constituie, după părerea noastră un procedeu greșit.

Există cîteva indicații bibliografice și în cuprinsul volumului, însă foarte sărace și, în plus, inutilizabile. Socotim ca fiind un exemplu caracteristic, nota din subsolul paginii 246, al cărei text este următorul: «Este de menționat că inginerul profesor N. Vasilescu — Karpen a expus fenomenele electromagnetice considerînd masa magnetică ca o ficțiune care nu este necesar să intervină în demonstrații. Toate fenomenele electromagnetice sînt tratate ca o urmare a legii experimentale a inducției. Efectele mecanice dintre polii solenoizilor au fost deduse din acțiunea dintre circuitele electrice. Între studiile cercetătorilor romîni asupra magnetismului sînt de notat și lucrările profesorului Șt. Procopiu».

Pe cînd cartea prof. Vasilescu-Karpen este citată și la sfîrșit și aici, deși ea nu prezintă decît un interes didactic, despre lucrările originale ale prof. Șt. Procopiu, care reprezintă contribuții științifice importante și recunoscute nu se vorbește decît în acest mod cu totul necorespunzător. Trecînd peste un mare număr de articole și note asupra diverselor probleme de magnetism, publicate de prof. Șt. Procopiu în decursul anilor, credem că ar fi meritat să fie amintită cel puțin descoperirea magnetonului Bohr, făcută de prof. Șt. Procopiu înaintea lui A. Einstein, după cum se constată cu ușurință urmărind datele publicațiilor respective. Prin urmare aceste citate bibliografice sînt și necomplete și incorecte.

De altfel, nici pe această cale nu sînt pomeniți nici măcar cei mai importanți dintre cercetătorii romîni, ale căror lucrări sînt legate de problemele discutate în manual. Se știe astfel că, în domeniul fenomenelor electrice în gaze, fizicienii noștri au contribuit într-un mod destul de intens. Dar numele consacrate în această direcție ca: al academicianului prof. E. Bădărău, al prof. Th. V. Ionescu, al prof. C. Mihul, nu sînt citate.

*

Cu toate lipsurile semnalate mai sus sau trecute cu vederea, întrucît prezintă o importanță mai mică, trebuie să recunoaștem că, colectivul redacțional al volumului I din Manualul inginerului electrician a muncit intens și — în bună parte — foarte sistematic, reușind să strîngă și să claseze un material imens, pe care l-a pus la îndemîna tehnicianului într-o formă, de cele mai multe ori, foarte potrivită. Cu o muncă incomparabil mai mică, ediția a II-a a acestui volum va putea să se prezinte astfel, încît să constituie o excelentă lucrare de referință.

Fl. Ciorăscu

1. I. FRENKEL, *Introducere în teoria metalelor*. Editura tehnică, București, 1953, 314, pag. 94 fig.

În ultimii ani, prin dezvoltarea laturii fizice a metalografiei, fizica metalelor, a luat o extindere din ce în ce mai mare, și în special în U.R.S.S., numeroase studii experimentale și teoretice caută să rezolve o serie de probleme incomplet clarificate pînă în prezent în acest domeniu. Cartea lui Iacov Ilici Frenkel este una din primele încercări, foarte reușite de a strînge într-o singură lucrare teoriile fundamentale privind natura fizică a metalelor. Lucrarea constituie o largă orientare în această direcție, cuprinzînd atît aspectele clasice ale teoriei metalelor, cît și teoriile și lucrările originale ale autorului în acest domeniu.

Aportul lui I. I. Frenkel în teoria metalelor este tot atît de mare ca și aportul său în teoria lichidelor și dielectricilor. Frenkel a avut un punct de vedere propriu, important în dezvoltarea teoriei electronice moderne a metalelor, și anume el a presupus — încă din anul 1916 — existența stratului electric dublu la suprafața metalelor, strat care menține electronii liberi în interiorul metalului. De asemenea I. I. Frenkel s-a interesat în mod esențial de problema căldurii specifice și a conductibilității electrice a metalelor, formulîndu-și un punct de vedere remarcabil. Astfel, teoria electronică clasică a întîmpinat dificultăți în explicarea căldurii specifice a metalelor, care, contrar concepțiilor clasice, apare cu aceeași formulare ca și căldura specifică a cristalelor dielectrice. Această neparticipare a electronilor liberi din metale la mișcarea termică, a fost tratată just de Frenkel, care a arătat (încă din anul 1925) că electronii liberi trebuie considerați ca electroni de valență, care se mișcă pe orbitele cuantice în jurul unui ion dat și care trec la ionii vecini. Această mișcare a electronilor nu are nimic comun cu mișcarea termică și de aceea energia acestei mișcări nu depinde, în primă aproximație, de temperatură, și deci căldura specifică a electronilor liberi este practic nulă. Această imagine calitativă poate fi considerată ca o preconizare a schemei moderne a lui Bloch.

Alt aspect original este explicația calitativă dată mecanismului rezistenței electrice a metalelor. Frenkel a arătat că dispersia undelor electronice datorită fluctuațiilor rețelei, duce la o rezistență care crește linear cu temperatura. El a dedus pe o cale simplă, la tempe-

ratura de zero absolut, proprietățile gazului electronic, constituit din particule care se supun statisticii lui Fermi, folosind rezultatele obținute pentru explicarea paramagnetismului și a forțelor de coeziune în metale.

De asemenea în domeniul fenomenelor magnetice I. I. Frenkel în colaborare cu I. G. Dorfmann (1928) a adus o importantă contribuție prin rezultatele unor lucrări experimentale. Pînă în anul 1928, teoria formală a feromagnetismului nu reușise să explice suficient natura cîmpului molecular intern. Cîmpul intern al corpurilor feromagnetice s-a dovedit deseori a fi de mii de ori mai mare decît cel calculat, dacă se lua în considerație numai interacțiunea magnetică a atomilor. I. I. Frenkel și I. G. Dorfmann au explicat natura acestui cîmp intern al corpurilor feromagnetice, plecînd de la interacțiunea de schimb de natură cuantică a electronilor atomilor vecini. Ulterior ei au elaborat teoria diviziunii unui corp feromagnetic în domenii magnetizate spontan (1930). Dezvoltarea ulterioară a teoriei feromagnetismului se bazează pe aceste considerente.

O parte importantă a lucrării de față a fost consacrată proprietăților mecanice ale metalelor. Trebuie menționate lucrările originale asupra deformațiilor plastice, efectuate de Frenkel împreună cu T. A. Kontorova, începînd din anul 1938. În aceste lucrări s-a arătat că într-o rețea cristalină corectă este posibil un tip special de mișcare a atomilor și anume o deplasare concordantă succesivă a unui întreg grup de atomi, din anumite poziții de echilibru în altele. O astfel de «undă de deformație» (o dislocare) se propagă cu viteza $V = c\left[1 - \frac{W_0^2}{W^2}\right]^{1/2}$ unde c este viteza sunetului în cristal, W, energia totală a lanțului de atomi în mișcare iar W_0 este energia minimă necesară pentru deplasarea dislocării. Frenkel presupune că la baza deformațiilor plastice ale cristalelor, observate experimental, se află mișcarea de acest tip a particulelor. Este interesant de remarcat că recent, în 1949, după 11 ani de la apariția lucrării lui Frenkel și Kontorova, fizicienii engleji Frank și Ashelby au publicat o serie de lucrări în care au considerat aceeași problemă, plecînd în ă de la modelul macroscopic, adică folosind ecuațiile teoriei elasticității, și au obținut rezultate care coincid cu cele obținute de Frenkel, care a plecat de la modelul atomic.

Trebuie de asemenea să menționăm capitolul asupra teoriei statistice a rezistenței la rupere, unde autorul dezvoltă cantitativ ideea expusă anterior de A. P. Alexandrov și S. N. Jurkov și anume ideea că influența factorului dimensional asupra rezistenței la rupere casantă a cristalelor reale are un caracter pur statistic. Frenkel și Kontorova au obținut o formulă care leagă valoarea cea mai probabilă a tensiunii din epruvetă, în cazul ruperii casante, cu volumul ei. Recent această formulă a fost confirmată experimental.

Acestea sînt numai cîteva aspecte, din cele mai importante, din lucrarea lui I. I. Frenkel. Lucrarea cuprinde un domeniu foarte vast, așa încît, pentru orientare, vom trece în revistă, pe scurt, întreg conținutul ei.

Prima parte. Teoria electronică a corpurilor metalice. Cuprinde șase capitole, tratînd despre proprietățile mecanice, termice, electrice și magnetice ale metalelor. În primul capitol, autorul expune intuitiv natura forțelor van der Waals, folosindu-se de imaginea forțelor electrostatice dintre dipoli și dintre atomii neutri polarizabili și explică natura legăturii chimice ca datorită existenței orbitelor moleculare (electroni «colectivizați»). Se expun apoi rezultatele elementare ale teoriei lui Bohr și, pe baza relației dintre energia cinetică și energia potențială a electronilor în atomi, autorul explică intuitiv — urmărind procesul de condensare al vaporilor metalici — variația energiei cinetice a electronilor liberi în metale, cu temperatura.

Proprietățile mecanice ale solidului metalic sînt expuse, tratîndu-se elementar, mai întîi un model biatomic și apoi modelul tridimensional, la care se introduce termenul de energie cinetică a electronilor în funcție de volum, atît pe baze cinetice, cît și pe baze cuantice (electroni perfect liberi). Pentru acest ultim model se deduce o ecuație de stare a cristalului metalic și după ce se discută intuitiv dependența dintre distanțele interatomice și colectivizarea electronilor, se deduc din această ecuație de stare expresiile compresibilității și rezistenței la rupere. Se descrie tensiunea superficială a metalelor topite și apoi travaliul de extracție, folosindu-se teoria proprie a autorului, în care tensiunea superficială este dedusă presupunînd existența stratului electric dublu la suprafața metalului.

Proprietățile termice ale metalelor sînt tratate expunîndu-se întîi teoria generală a căldurii specifice a solidului și apoi aportul gazului electronic în cazul metalelor. Partea generală cuprinde modelul semiclasic cu o singură frecvență de vibrație, modelul solidului unidimensional și generalizarea tridimensională a acestuia cu frecvențe de vibrație tip Debye. Se descriu apoi vibrațiile rețelei cu ajutorul conceptului de «fonon». Aportul gazului electronic este tratat, introducîndu-se mai întîi ideea de nivele energetice în acest gaz, folosind analogia cu undele acustice, și deducînd apoi expresiile pentru energie medie și maximă a electronilor în metale,

fără a face apel la ideea de spațiu de fază. Analizînd proprietățile gazului pentru zero absolut și pentru temperatură ridicată (folosind statistica clasică), Frenkel determină din aceste date limite, expresia numărului de electroni de o anumită energie pentru statistica lui Fermi. I. I. Frenkel deduce apoi pe această bază curentul termoelectronic și căldura specifică la temperatură joasă a gazului electronic și expune contradicția la care ducea teoria clasică a electronilor liberi în metale în cazul căldurii specifice pe de o parte și a conductibilității termice și electrice pe de altă parte.

În capitolul privind conductibilitatea metalelor autorul introduce conceptul de coeficient de difuziune al rețelei pentru electroni, folosind analogia difuziei luminii. El arată intuitiv rolul fluctuațiilor termice (vibrațiile rețelei) în această difuzie și deduce variația rezistenței electrice cu temperatura pentru expresia amplitudinii de vibrație a atomilor la temperaturi ridicate. Într-un paragraf special autorul expune părerea sa privind caracterul de «suprapolarizabilitate» a metalului care prezintă fenomenul de supraconductibilitate.

Proprietățile magnetice ale metalelor sînt tratate relativ pe scurt. Pentru feromagnetism autorul folosește conceptele de stare simetrică și antisimetrică a funcției spațiale pentru doi electroni, definind pînă la urmă acest fenomen ca datorit existenței împrejurărilor în care energia potențială mutuală a doi electroni în starea antisimetrică de spațiu este mai mică decît în starea simetrică, pentru energii cinetice diferite ale electronilor. Autorul expune aici concluziile la care a ajuns, din lucrările sale în acest domeniu, pe care le-am semnalat mai sus.

Partea a doua. Teoria zonelor de energie la dielectrici și la metale. A fost introdusă de autor sub forma unui studiu critic, dorind să sublinieze în special esența fizică a teoriei și folosind deducții cît mai intuitive.

Pentru a ușura intuirea zonelor de energie, autorul începe prin descrierea difracției razelor X și a electronilor în cristale, indicînd mai întîi, pentru cazul unidimensional, formula puterii de reflexie a rețelei în funcție de constantele sale și influența oscilațiilor termice asupra acestei puteri. Apoi urmează generalizarea pentru cazul tridimensional și analiza comportării electronilor legați față de cei liberi, din acest punct de vedere.

Pentru a descrie mișcarea electronilor liberi în metale, prin analogie cu mișcarea fotonilor, autorul folosește ecuația lui Schrödinger pentru cazul unidimensional, considerînd cîmpul periodic al rețelei ca factor perturbator și introduce ideea de zonă pentru valorile energiei pentru care metoda perturbărilor devine inaplicabilă. Într-o altă deducere, autorul construiește o funcție tip Bloch pentru un lanț de atomi închis, pe considerente de simetrie și de unicitate și deduce energia nivelelor și viteza electronilor, determinînd valoarea medie a energiei pentru astfel de funcții de undă. Descrie apoi mecanismul tranzițiilor interzonale în prezența cîmpului electric și forma de prezentare a zonelor prin reducere la zona inferioară.

Pentru dielectrici solizi și semiconductori autorul discută teoria zonelor, aplicînd-o numai stărilor excitate, descrie tipurile de «excitări», tipurile de semiconductori, rolul impurităților și influența temperaturii asupra numărului de electroni excitați și asupra coeficientului de difuzie al electronilor și golurilor colectivizate, folosind analogia cu difuziunea luminii vizibile. Se indică apoi prezența polarizației dielectricilor în jurul electronilor excitați («polaronii» lui Pekar) datorită vitezei mici a acestora.

Frenkel se opune aplicării teoriei zonale a electronilor în starea fundamentală a dielectricilor, criticînd suportul fizic al acestei aplicări și expunînd o serie de situații paradoxale la care conduce aceasta. Mai departe discută aplicarea teoriei zonelor la metale monovalente și bivalente, discutînd critic concepția «cinematică» a golurilor și opunînd acestei idei, ideea deplasării electronilor și golurilor printr-un mecanism analog cu cel al deplasării dislocărilor mecanice în cristale. De asemenea, discută aplicarea teoriei zonelor la deducerea regulilor Hume-Rosery privind aliajele binare și aliajele intermetalice cu caracter dielectric.

Partea a treia. Teoria molecular-cinetică a solidelor și lichidelor și aplicarea ei la metale. Această parte, a cărei teorie se aplică direct, atît la cristalele și lichidele metalice, cît și la cele nemetalice, tratează la început teoria coeficientului de dilatare, în cazul modelului biatomic al solidului și teoria cuantică a părții de conductibilitate termică datorită rețelei, descriind intuitiv fenomenul de rezistență termică prin difuziunea fononilor prin fononi. Un alt capitol descrie pe larg mecanismele elementare ale difuziunii atomilor în solid, apariția golurilor și a altor defecte prin ridicarea temperaturii și viteza de deplasare a acestor defecte în funcție de perioadele de vibrație ale atomilor.

Înainte de a expune teoria topirii, autorul consacră un capitol deducerii ecuației de stare a solidului tridimensional, prin generalizarea simplă a ecuației obținute pentru modelul de solid triatomic liniar, cu ajutorul căreia deduce apoi expresia «presiunii exercitate asupra atomilor vecini de un atom care vibrează». Curba tip van der Waals pentru sistemul cristal-lichid dedusă din expresia acestei presiuni și din aceea a tensiunii elastice a rețelei este folo-

sită pentru explicarea instabilității stărilor intermediare. Capitolul consacrat teoriei topirii expune teoria instabilității termodinamice în raport cu teoria instabilității mecanice (modul de elasticitate sau de forfecare nul) a rețelei la temperatura de topire, considerînd, pentru prima, lichidul prin prisma teoriei golurilor pe care autorul o expune tot în acest capitol.

Partea a patra. Teoria cinetică a aliajelor. Aceasta expune în primul rînd teoria elementară a regularității absolute și a regularității relative (teoria ordinii și dezordinii) pentru aliajele binare cu număr egal de atomi de ambele specte, deducînd apoi expresia punctului Curie corespunzător și variația proprietăților termice și electrice pe care le antrenează. Expunerea tratează apoi și o interpretare a topirii ca un proces de dispariție a distribuției ordonate a atomilor.

Al doilea capitol al acestei părți se ocupă cu teoria descompunerii aliajelor binare și cu interpretarea diagramelor de topire a sistemelor metalice, descriind apoi legea elementară a echilibrului gazelor dizolvate în solide și lichide. În continuare în capitolul următor, autorul tratează cinetica descompunerii soluțiilor solide, expunînd teoria elementară a nucleației omogene, care conduce la determinarea vitezei procesului de tranziție din numărul de nuclee de dimensiune critică și de asemenea teoria generală a tranziției fazelor pentru nuclee izotrope sferice, luînd în considerație «difuzia» centrilor în raport cu dimensiunile lor.

Partea a cincea. Rezistența la rupere casantă și plasticitatea metalelor. Aici autorul expune punctele de vedere proprii bazate pe lucrările sale în colaborare cu K o n t o r o v a, pe care le-am menționat mai sus.

În capitolul privind rezistența, F r e n k e l expune teoria statistică a rezistenței și teoria rezistenței bazată pe procesul de mărire a fisurilor longitudinale. În capitolul privind plasticitatea sînt expuse teoriile propagării dislocărilor, cu și fără amortizare, în modelul solidului unidimensional și teoria dislocărilor într-un mediu continuu izotrop. Capitolul se încheie cu o discuție a particularităților plasticității stării metalice și a fenomenelor care intervin la sinterizarea pulberilor metalice.

În cartea sa F r e n k e l a expus cu o claritate deosebită probleme din cele mai complexe și dificile, căutînd întotdeauna să scoată în evidență și să aprofundeze latura fizică, fără a dezvolta exagerat latura matematică, simplificînd-o chiar de multe ori. El se opune tendinței formaliste din fizica modernă și ia din ea numai partea care are suport fizic, care este în concordanță cu rezultatele fizicii experimentale. Cuprinzînd un domeniu atît de vast, autorul nu a dezvoltat însă în măsură egală toate capitolele, unele din ele fiind tratate pe larg și altele redate mult mai succint, dezvoltîndu-le numai partea esențială și presupunînd cunoscute o serie de teorii actuale.

Cartea lui I. I. F r e n k e l este o lucrare de bază în fizica metalelor, cuprinzînd atît un bogat material teoretic, cît și indicații prețioase bazate pe cercetările experimentale ale autorului. Lucrarea este de o reală utilitate, fiind destinată în special fizicienilor experimentatori și inginerilor care lucrează în domeniul fizicii metalelor.

Elena Lăbușcă

A. STRELKOV: *Introducere în teoria oscilațiilor.* Editura tehnică, București, 1954, 378 pag. 236 fig.

Cartea se împarte în două părți:

a) Studiul sistemelor oscilante cu un singur grad de libertate.

b) Studiul sistemelor oscilante cu două sau mai multe grade de libertate.

În prima parte autorul studiază cele patru forme de oscilații:

— proprii
— forțate
— parametrice
— autooscilații.

Pentru primele trei categorii se urmăresc ecuațiile diferențiale liniare care descriu fenomenele, insistînd asupra caracterului de primă aproximație a acestui studiu «liniar».

Tratarea autooscilațiilor este făcută, însă, mai adîncit, prezentîndu-se bazele metodelor lui N. I. M a n d e l s t a m și N. D. P a p a l e k s i, A. A n d r o n o v și K. F. T e o d o r c i k.

Oscilațiile proprii, forțate și parametrice, sînt prezentate clar, autorul bazîndu-se pe considerații fizice pentru interpretarea relațiilor matematice.

Studiul autooscilațiilor este prezentat clar, deși autorul dă o descriere succintă a metodelor «neliniare» menționate.

Este dată metoda amplitudinii lent variabile pentru ecuația diferențială neliniară care descrie funcționarea unui generator cu reacție cu circuit acordat în placă. Se stabilește această ecuație și apoi se caută o soluție de forma

$$x = A(t) \cos pt$$

unde $A(t)$ este o funcție *lent* variabilă în timp (ecuația diferențială respectivă este

$$\ddot{x} + \omega^2 x = (\alpha - \gamma \dot{x}^2)\dot{x}$$

$\gamma = 0$, ecuație liniară).

Motivarea riguroasă a acestei metode este făcută pe baza «micului parametru» din metoda generală a lui Mandelstam și Papaleksi. În lucrare se prezintă de asemenea metoda parametrului mic a lui A. Andronov, bazată pe considerații de dezvoltări în serie; de asemenea se prezintă în mod sumar și metoda energetică a lui Teodorcik.

Se cercetează de asemenea stabilitatea soluțiilor periodice obținute și influența alegerii punctului de funcționare pe caracteristică asupra autooscilațiilor.

Considerente calitative în legătură cu spațiul fazelor permit urmărirea intuitivă a fenomenelor descrise în această primă parte.

b) *Studiul sistemelor cu două sau mai multe grade de libertate*

În partea a doua, autorul se ocupă de sistemele cu două grade de libertate, considerînd acest sistem complex ca fiind compus din două sisteme cu cîte un grad de libertate, «cuplate» între ele. Autorul introduce coordonatele normale care sînt termenii armonici ce se găsesc în soluțiile sistemelor cu două grade de libertate

$$x_1(t) = \varepsilon + \eta$$
$$x_2(t) = k_1 \varepsilon + k_2 \eta,$$

$x_1(t)$ și $x_2(t)$ fiind soluțiile ce diferă numai printr-o constantă arbitrară. În lucrare, autorul lămurește prin exemple diferitele feluri de cuplări. Majoritatea exemplelor sînt luate din radiotehnică și constituie cazuri interesante de tratare clasică matematică a acestora.

Apoi autorul tratează oscilațiile sistemelor liniare cu mai multe grade de libertate. Generalizînd noțiunea de coordonate normale și folosind proprietatea de ortogonalitate a acestora, el rezolvă problema frecvențelor proprii, pe care o studiază atît în cazul sistemelor fără amortizare, cît și în prezența pierderilor. Autorul reia apoi același studiu pentru cazul circuitelor cu n grade de libertate cu parametrii distribuiți.

Teoria oscilațiilor, tratată sistematic în această lucrare, permite inginerului și fizicianului lămurirea și precizarea fenomenelor oscilatorii, cu care au de-a face în multe domenii din tehnica sau de cercetare. Metodele prezentate de autor și exemplele concrete calculate pînă la sfîrșit permit celui care parcurge lucrarea, să atace și alte probleme, servindu-se de modelele tratate de autor. Deoarece noțiunile de fizică întrebuințate de autor sînt în bună parte date de acesta chiar în lucrare, lucrarea se adresează și matematicianului, pregătindu-l pentru studiul ecuațiilor diferențiale neliniare. Acest studiu necesită aproximații pe care matematicianul le poate face numai dacă ele corespund din punct de vedere fizic.

Lucrarea constituie în general o tratare completă a cazurilor «liniare», servind ca tranziție pentru cazul neliniar.

Autorul îndrumează pe cititor pentru studiul cazurilor neliniare, și din acest punct de vedere cartea constituie o introducere, o pregătire pentru studiul regimului neliniar. Tratarea mai adîncită a acestui regim se poate face în continuare pe baza lucrărilor citate de autor.

Este însă de observat că traducerea în limba romînă nu este întotdeauna mulțumitoare iar greșelile tipografice de asemenea sînt numeroase, ecuațiile diferențiale se citesc greu, întrucît notația derivatelor fiind făcută cu x sau x' tiparul nu a reprodus sensibil punctele care indică derivarea producînd confuzii la citire.

Paul Constantinescu

ABONAMENTELE SE FAC LA OFICIILE POŞTALE,
PRIN FACTORII POŞTALI ŞI DIFUZORII VOLUNTARI
DIN ÎNTREPRINDERI ŞI INSTITUŢII

F 979

ACADEMIA REPUBLICII POPULARE ROMÎNE
INSTITUTUL DE FIZICĂ

Institut de documentare tehnică
BUCUREȘTI

STUDII ȘI CERCETĂRI DE FIZICĂ

3-4

ANUL V

IULIE—DECEMBRIE 1954

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII POPULARE ROMÎNE

ACADEMIA REPUBLICII POPULARE ROMÎNE
INSTITUTUL DE FIZICĂ

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ

3-4

ANUL V

IULIE—DECEMBRIE 1954

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII POPULARE ROMÎNE

COMITETUL DE REDACȚIE

V. NOVACU, membru corespondent al Academiei R.P.R. — redactor responsabil, HORIA HULUBEI, T. TĂNĂSESCU, membru corespondent al Academiei R.P.R., GH. ATANASIU membru corespondent al Academiei R.P.R., A. GELBERG, M. GIURGEA, D. BALLY

ACADEMIA REPUBLICII POPULARE ROMÎNE
INSTITUTUL DE FIZICĂ

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ

Tomul V, nr. 3 — 4 Iulie — decembrie 1954

SUMAR

Pag.

ALEXANDRU GRIGORIU şi GHEORGHE GIURGEA, Măsurarea temperaturii cîmpului cinetic şi a cîmpului radiativ în atmosferă cu un sistem de trei termometre inegale 215

ELENA LĂBUŞCĂ, Contribuţii la studiul fenomenelor care au loc la presarea unei pulberi metalice 225

C. STAICU, Analiza dimensională. Stabilirea relaţiilor monoame şi omogene 237

TEOFIL T. VESCAN, Legea acţiunii electrodinamice a lui Ampère în lumina teoriei relativităţii generalizate 249

N. VASILESCU-KARPEN, Distribuţia liniilor de forţă în cîmpurile magnetic şi electric şi a liniilor de curent într-un conductor de secţiune variabilă 265

S. KLARSFELD, Situaţia actuală în problema dezintegrării β (I) 275

NOTE 325

ACTUALITĂŢI ŞI DISCUŢII ÎN FIZICĂ 341

ACTIVITATEA INSTITUTULUI DE FIZICĂ 371

RECENZII 373

PROFESORUL AUREL IONESCU 377

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII POPULARE ROMÎNE

ACADÉMIE DE LA RÉPUBLIQUE POPULAIRE ROUMAINE
INSTITUT DE PHYSIQUE

ÉTUDES ET RECHERCHES DE PHYSIQUE

Tome V, nos 3 — 4 Juillet — décembre 1954

SOMMAIRE

Page

ALEXANDRU GRIGORIU et GHEORGHE GIURGEA, La mesure de la température du champ cinétique et du champ radiatif dans l'atmosphère, avec un système de trois thermomètres inégaux 215

ELENA LĂBUŞCĂ, Contribution à l'étude des phénomènes qui ont lieu à la compression des poudres métalliques 225

C. STAICU, L'analyse dimensionnelle. Établissement des relations monômes et homogènes 237

TEOFIL T. VESCAN, La loi électrodynamique d'Ampère à la lumière de la théorie de la relativité généralisée 249

N. VASILESCU-KARPEN, Distribution des lignes de force dans les champs magnétiques et électriques et des lignes de courant dans un conducteur à section variable 265

S. KLARSFELD, La situation actuelle en ce qui concerne la question de la désintégration β (I) 275

NOTES 325

ACTUALITÉS ET DISCUSSIONS DE PHYSIQUE 341

L'ACTIVITÉ DE L'INSTITUT DE PHYSIQUE 371

COMPTES RENDUS 373

LE PROFESSEUR AUREL IONESCU 377

ÉDITIONS DE L'ACADÉMIE DE LA RÉPUBLIQUE POPULAIRE ROUMAINE

АКАДЕМИЯ РУМЫНСКОЙ НАРОДНОЙ РЕСПУБЛИКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

ТРУДЫ И ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ

Том V, № 3—4 Июль—декабрь 1954

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

А. ГРИГОРИУ и Г. ДЖУРДЖА, Измерение в атмосфере температуры кинетического и радиационного полей при помощи системы трех неодинаковых термометров 215

Е. ЛЭБУШКА, К исследованию явлений, наблюдаемых при прессовке металлического порошка 225

К. СТАЙКУ, Размерный анализ. Определение одночленных и однородных соотношений 237

Т. ВЕСКАН, Электродинамический закон Ампера в свете обобщенной теории относительности 249

Н.ВАСИЛЕСКУ-КАРПЕН, Распределение силовых линий в магнитном и электрическом полях и линий тока в проводах переменного разреза 265

С. КЛАРСФЕЛЬД, Современное положение вопроса β-распада (I)..... 275

ЗАМЕТКИ 325

ДИСКУССИИ И ОБСУЖДЕНИЯ..... 341

В ИНСТИТУТЕ ФИЗИКИ 371

РЕЦЕНЗИИ 373

Проф АУРЕЛ ИОНЕСКУ 377

ИЗДАТЕЛЬТВО АКАДЕМИИ РУМЫНСКОЙ НАРОДНОЙ РЕСПУБЛИКИ

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 3—4, 1954

MĂSURAREA TEMPERATURII CÎMPULUI CINETIC ŞI A CÎMPULUI RADIATIV ÎN ATMOSFERĂ CU UN SISTEM DE TREI TERMOMETRE INEGALE*)

DE

ALEXANDRU GRIGORIU şi GHEORGHE GIURGEA

Asupra unui termometru plasat într-un gaz acţionează simultan două cîmpuri termice: cîmpul cinetic şi cîmpul radiativ, caracterizate prin temperaturile lor T_c şi T_r. Am arătat într-o lucrare anterioară [1] că determinarea oricăreia din aceste necunoscute necesită un sistem de două ecuaţii, provenit de la un sistem de două termometre inegale.

Sistemul de ecuaţii rezultă din ecuaţia termometrică fundamentală

$$\begin{aligned} \frac{dT_s}{dt} &= \frac{S}{C}a\sigma\left(T_r^4 - T_s^4\right) + \frac{S}{C}\frac{3\varphi p}{16}\sqrt{\frac{3R}{M}}\cdot\frac{T_c - T_s}{\sqrt{T_s}}, \\ \frac{dT_s}{dt} &= \frac{1}{\beta_r}\left(T_r^4 - T_s^4\right) + \frac{1}{\beta_c}\frac{T_c - T_s}{\sqrt{T_c}}, \end{aligned} \tag{1}$$

în care s-a notat: T_s temperatura sondei termometrice, S suprafaţa de contact cu mediul, C capacitatea calorifică a părţii sensibile, a coeficientul de absorbţie radiativă a suprafeţii, σ constanta legii lui Ştefan, φ fracţiunea de eficacitate a ventilaţiei [2] (fracţiunea din schimbul teoretic maxim realizată efectiv în cursul determinării), p presiunea gazului, R constanta molară a gazelor, M molecula gram, β_r factorul de inerţie radiativă [3], β_c factorul de inerţie cinetică.

Această ecuaţie, scrisă pentru fiecare termometru în parte, furnizează sistemul de două ecuaţii necesare determinării celor două necunoscute T_c şi T_r. Soluţiile lui T_c şi T_r vor fi deci funcţii de indicaţiile termometrelor $\left(T_{s_1}, T_{s_2}, \frac{dT_{s_1}}{dt}, \frac{dT_{s_2}}{dt}\right)$ şi de parametrii inerţiali ai acestora $(\beta_{r_1}, \beta_{r_2}, \beta_{c_1}, \beta_{c_2})$.

Din compararea ecuaţiilor din (1) se vede uşor că expresiile factorilor de inerţie sînt

$$\begin{aligned} \beta_r &= \frac{C}{S}\cdot\frac{1}{a\sigma} \\ \beta_c &= \frac{C}{S}\cdot\frac{16}{3\varphi p}\sqrt{\frac{M}{3R}}. \end{aligned} \tag{2}$$

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 15 octombrie 1953.

Dacă factorii de inerţie β_r şi β_c, determinaţi în prealabil, ar rămîne constanţi în cursul determinării, problema s-ar putea considera rezolvată pe calea indicată mai sus, atît sub aspectul teoretic, cît şi sub aspectul experimental.

Aceşti parametri inerţiali pot însă varia în timpul determinării, mai ales în cazul sondajelor de temperatură în atmosfera liberă, destinate explorării troposferei şi stratosferei. Inerţia radiativă β_r rămîne în genere constantă, atîta vreme cît nu se produce o alterare a suprafeţei absorbante prin depunerea impurităţilor. În schimb însă, inerţia cinetică β_c variază puternic [1] cu presiunea şi ventilaţia, şi mai puţin cu greutatea moleculară (variabilă din cauza umezelii aerului). Metoda celor două termometre ne impune, deci, să asociem determinării termometrice încă trei aparate (pentru presiune, ventilaţie şi umezeala aerului) şi să complicăm calculul numeric al necunoscutelor utilizînd, la momente succesive, valori mereu diferite pentru β_c. Aceste valori ale inerţiilor cinetice β_{c_1} şi β_{c_2} trebuie calculate în prealabil punct cu punct.

Deoarece sondajele stratosferice se fac în mod normal atît pentru temperatură, cît şi pentru presiune şi umezeală, complicarea aspectului experimental s-ar reduce, în cazul lor, numai la introducerea unor dispozitive pentru măsurarea ventilării şi la necesitatea studiului prealabil de laborator pentru stabilirea coresponde.ţei dintre β_c şi viteza de ventilare. Acest studiu nu ar fi valabil însă decît pentru o anumită geometrie a ventilării şi pentru dimensiunile şi tipul particular de termometru utilizat în sondaj.

Mai mare este însă dificultatea care provine din caracterul complicat al calculului. Ea constă pe de o parte din necesitatea calculării, punct cu punct, a curbelor care ne indică variaţia inerţiilor cinetice β_{c_1} şi β_{c_2}, iar pe de altă parte, din rezolvarea, tot punct cu punct, a ecuaţiilor care ne dau pe T_c sau T_r şi care nu sînt de loc simple [1].

Pentru înlăturarea tuturor acestor dificultăţi, provenind din variabilitatea inerţiei cinetice a termometrelor, propunem utilizarea unui sistem de trei termometre, egale din punctul de vedere al inerţiilor cinetice β_c, dar inegale în ceea ce priveşte inerţiile lor radiative β_{r_1}, β_{r_2}, β_{r_3}. Lucrul acesta se realizează uşor dacă cele trei termometre sînt construite din acelaşi material, au aceeaşi formă şi aceleaşi dimensiuni, şi sînt ventilate identic — absorbţia suprafeţelor lor fiind însă diferită (de exemplu unul acoperit cu negru de fum, altul cu un oxid alb, altul oglindat). În sistemul de trei ecuaţii care rezultă

$$\begin{aligned}
\frac{dT_{s_1}}{dt} &= \frac{1}{\beta_{r_1}}\left(T_r^4 - T_{s_1}^4\right) + \frac{1}{\beta_c}\cdot\frac{T_c - T_{s_1}}{\sqrt{T_c}} \\
\frac{dT_{s_2}}{dt} &= \frac{1}{\beta_{r_2}}\left(T_r^4 - T_{s_2}^4\right) + \frac{1}{\beta_c}\cdot\frac{T_c - T_{s_2}}{\sqrt{T_c}} \\
\frac{dT_{s_3}}{dt} &= \frac{1}{\beta_{r_3}}\left(T_r^4 - T_{s_3}^4\right) + \frac{1}{\beta_c}\cdot\frac{T_c - T_{s_3}}{\sqrt{T_c}}
\end{aligned} \tag{3}$$

inerţia cinetică comună β_c va intra deci ca o a treia necunoscută pe lîngă T_c şi T_r. Soluţiile care ne vor da pe T_c şi T_r nu vor mai depinde deci de β_c, aşa că toate complicaţiile, care derivau din variabilitatea inerţiei cinetice, sînt înlăturate.

Inerţia cinetică intervine totuşi în determinare, dar indirect, prin contribuţia ei la dirijarea temperaturilor T_{s_1}, T_{s_2}, T_{s_3} ale celor trei termometre. Aceste

temperaturi sînt în orice caz variabile în cursul sondajului, aşa că de aici nu apare nici o complicaţie suplimentară.

Metoda celor trei termometre preconizată de noi simplifică şi determinările meteorolcgice de la sol, în cursul cărora presiunea, ventilaţia şi umezeala rămîn practic constante. Faptul că aceste mărimi rămîn constante, nu ne dispensează de cunoaşterea valorilor lor particulare, pentru a putea calcula valorile pe care le păstrează inerţiile cinetice ale termometrelor în cursul determinării cu două termometre. În metoda cu trei termometre, sîntem dispensaţi complet de obligaţia de a cunoaşte valorile particulare ale lui p, φ şi M.

Aceste avantaje sînt şi mai importante în cazul cercetărilor de laborator, cînd trebuie să cunoaştem temperatura cinetică a gazului, rarefiat sau nu, supus experienţei. Soluţia care ne dă pe T_c, cu ajutorul sistemului de trei termometre, este independentă nu numai de β_c (deci de presiune, ventilaţie şi greutate moleculară), dar şi de temperatura T_r a cîmpului radiativ la care este supus, concomitent, sistemul termometric. Necesitatea corecţiilor de radiaţie, care ar solicita un aparataj complicat pentru a fi riguroase, se înlătură de la sine prin procedeul propus de noi.

În sfîrşit, un avantaj principial, şi care nu este cel mai neînsemnat, rezidă în faptul că inerţia cinetică β_c intră în ecuaţii cu valorile ei reale, rezultate din rezolvarea sistemului (3), nu cu valorile teoretice, pe care le-am calcula utilizînd relaţiile din (2) sau oricare alte relaţii deduse din diverse ipoteze asupra mecanismului de schimb energetic între gaz şi peretele termometric. Determinarea cu trei termometre este aşadar, independentă de teoria pe care o facem asupra acestui schimb. Singura rezervă legată de această constatare este obligaţia noastră de a verifica experimental că β_c, după cum am presupus, nu depinde de T_c, deoarece T_c este una din necunoscutele sistemului şi deci nu trebuie să figureze în coeficienţi.

Deoarece β_c este determinabil, alături de T_c şi T_r, cu ajutorul sistemului de trei termometre, metoda propusă de noi oferă şi o cale simplă pentru verificarea diverselor teorii, pe care le putem face asupra mecanismului de schimb cinetic dintre gaz şi peretele care îl limitează. Compararea tabloului de valori experimentale (deduse pentru β_c, în diferite gaze, în diverse condiţii de presiune şi ventilare) cu tabloul de valori calculate după diverse teorii, ne va putea deci ajuta să facem o discriminare între aceste teorii, reţinînd pe aceea care verifică mai bine valorile experimentale.

Expresia temperaturii cinetice T_c

Dacă introducem notaţia

$$B_r = T_s^4 + \beta_r \frac{dT_s}{dt} \tag{4}$$

sistemul de trei ecuaţii din (3) poate fi scris sub forma

$$\begin{aligned} B_{r_1} &= T_r^4 + \frac{\beta_{r_1}(T_c - T_{s_1})}{\beta_c \sqrt{T_c}}, \\ B_{r_2} &= T_r^4 + \frac{\beta_{r_2}(T_c - T_{s_2})}{\beta_c \sqrt{T_c}}, \\ B_{r_3} &= T_r^4 + \frac{\beta_{r_3}(T_c - T_{s_3})}{\beta_c \sqrt{T_c}}. \end{aligned} \tag{5}$$

BUDAPESTI MŰSZAKI EGYETEM KÖZPONTI KÖNYVTÁR 1848

Scăzînd succesiv din prima ecuaţie pe a doua şi pe a treia, şi apoi grupînd convenabil, obţinem două ecuaţii din care a fost eliminat T_r

$$\begin{aligned} \frac{T_c - \dfrac{\beta_{r_1} T_{s_1} - \beta_{r_2} T_{s_2}}{\beta_{r_1} - \beta_{r_2}}}{\sqrt{T_c}} &= \beta_c \frac{B_{r_1} - B_{r_2}}{\beta_{r_1} - \beta_{r_2}}, \\ \frac{T_c - \dfrac{\beta_{r_1} T_{s_1} - \beta_{r_3} T_{s_3}}{\beta_{r_1} - \beta_{r_3}}}{\sqrt{T_c}} &= \beta_c \frac{B_{r_1} - B_{r_3}}{\beta_{r_1} - \beta_{r_3}}. \end{aligned} \tag{6}$$

Împărţindu-le membru cu membru, se elimină şi β_c, rămînînd o singură ecuaţie în T_c

$$\frac{T_c(\beta_{r_1} - \beta_{r_2}) - (\beta_{r_1} T_{s_1} - \beta_{r_2} T_{s_2})}{T_c(\beta_{r_1} - \beta_{r_3}) - (\beta_{r_1} T_{s_1} - \beta_{r_3} T_{s_3})} = \frac{B_{r_1} - B_{r_2}}{B_{r_1} - B_{r_3}}. \tag{7}$$

Din aceasta, după dezvoltările şi simplificările necesare, rezultă expresia temperaturii cinetice T_c

$$T_c = \frac{B_{r_1}(\beta_{r_2} T_{s_2} - \beta_{r_3} T_{s_3}) + B_{r_2}(\beta_{r_3} T_{s_3} - \beta_{r_1} T_{s_1}) + B_{r_3}(\beta_{r_1} T_{s_1} - \beta_{r_2} T_{s_2})}{B_{r_1}(\beta_{r_2} - \beta_{r_3}) + B_{r_2}(\beta_{r_3} - \beta_{r_1}) + B_{r_3}(\beta_{r_1} - \beta_{r_2})} \tag{8}$$

Se vede uşor că această expresie se obţine prin permutări circulare de indici într-un termen general simplu

$$T_c = \frac{\sum_1^3 B_{r_1}(\beta_{r_2} T_{s_2} - \beta_{r_3} T_{s_3})}{\sum_1^3 B_{r_1}(\beta_{r_2} - \beta_{r_3})} = \frac{\sum_1^3 \left(T_{s_1}^4 + \beta_{r_1} \dfrac{dT_{s_1}}{dt}\right)(\beta_{r_2} T_{s_2} - \beta_{r_3} T_{s_3})}{\sum_1^3 \left(T_{s_1}^4 + \beta_{r_1} \dfrac{dT_{s_1}}{dt}\right)(\beta_{r_2} - \beta_{r_3})} \tag{9}$$

Faţă de expresia obţinută pentru T_c din sistemul de două termometre [1], expresia de faţă apare mult mai simplificată, ceea ce este un avantaj în plus din punctul de vedere al dificultăţilor de calcul.

Expresia factorului de inerţie cinetică β_c

Pentru uşurinţa demonstraţiilor, vom stabili expresia lui β_c înainte de aceea a temperaturii de radiaţie T_r. În acest scop sînt suficiente primele două ecuaţii din (5), deoarece T_c poate fi substituit cu expresia sa din (8). Prin scădere aceste ecuaţii dau

$$\beta_c \sqrt{T_c}(B_{r_1} - B_{r_2}) = T_c(\beta_{r_1} - \beta_{r_2}) - (\beta_{r_1} T_{s_1} - \beta_{r_2} T_{s_2}) \tag{10}$$

Înlocuind în membrul al doilea pe T_c cu expresia sa din (8), dezvoltînd în paranteze, făcînd reducerile necesare şi regrupînd apoi după T_{s_1}, T_{s_2} şi T_{s_3}, constatăm

că factorul $(B_{r_1} - B_{r_2})$ se simplifică între cei doi membri, astfel că, în final, obţinem

$$\beta_c \sqrt{T_c} = - \frac{T_{s_1} \beta_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3}) + T_{s_2} \beta_{r_2} (\beta_{r_3} - \beta_{r_1}) + T_{s_3} \beta_{r_3} (\beta_{r_1} - \beta_{r_2})}{B_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3}) + B_{r_2} (\beta_{r_3} - \beta_{r_1}) + B_{r_3} (\beta_{r_1} - \beta_{r_2})} . \quad (11)$$

Este evident că putem introduce expresia lui T_c din (8) şi în radical. Dacă însă am calculat în prealabil pe T_c, este mai convenabil să scriem soluţia care ne dă pe β_c, sub forma

$$\beta_c = \frac{-1}{\sqrt{T_c}} \cdot \frac{T_{s_1} \beta_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3}) + T_{s_2} \beta_{r_2} (\beta_{r_3} - \beta_{r_1}) + T_{s_3} \beta_{r_3} (\beta_{r_1} - \beta_{r_2})}{B_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3}) + B_{r_2} (\beta_{r_3} - \beta_{r_1}) + B_{r_3} (\beta_{r_1} - \beta_{r_2})} . \quad (12)$$

Ca şi în cazul lui T_c, această soluţie se poate deci obţine prin permutări circulare într-un termen general simplu

$$\beta_c = \frac{-1}{\sqrt{T_c}} \cdot \frac{\sum_1^3 T_{s_1} \beta_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})}{\sum_1^3 B_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})} = \frac{-1}{\sqrt{T_c}} \cdot \frac{\sum_1^3 T_{s_1} \beta_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})}{\sum_1^3 \left(T_{s_1}^4 + \beta_{r_1} \frac{dT_{s_1}}{dt} \right) (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})} . \quad (13)$$

Expresia temperaturii radiative T_r

Obţinem expresia lui T_r, din oricare ecuaţie a sistemului (5), grupînd convenabil şi introducînd relaţiile care ne dau pe T_c şi $\beta_c \sqrt{T_c}$

$$T_r^4 = B_{r_1} - \frac{\beta_{r_1} (T_c - T_{s_1})}{\beta_c \sqrt{T_c}} = B_{r_1} + \beta_{r_1} (T_c - T_{s_1}) \frac{\sum_1^3 B_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})}{\sum_1^3 T_{s_1} \beta_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})} . \quad (14)$$

Efectuînd adunarea şi înlocuind apoi pe T_c, obţinem, pentru numărătorul fracţiei care rezultă, expresia

$$B_{r_1} \sum_1^3 T_{s_1} \beta_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3}) + \beta_{r_1} \left[\sum_1^3 B_{r_1} (\beta_{r_2} T_{s_2} - \beta_{r_3} T_{s_3}) - T_{s_1} \sum_1^3 B_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3}) \right] . \quad (15)$$

Dezvoltînd, reducînd termenii şi regrupînd apoi după B_{r_1}, B_{r_2} şi B_{r_3}, se obţine expresia lui T_r^4.

$$T_r^4 = \frac{B_{r_1} (T_{s_3} - T_{s_2}) \beta_{r_2} \beta_{r_3} + B_{r_2} (T_{s_3} - T_{s_1}) \beta_{r_3} \beta_{r_1} + B_{r_3} (T_{s_1} - T_{s_3}) \beta_{r_1} \beta_{r_2}}{T_{s_1} \beta_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3}) + T_{s_2} \beta_{r_2} (\beta_{r_3} - \beta_{r_1}) + T_{s_3} \beta_{r_3} (\beta_{r_1} - \beta_{r_2})} . \quad (16)$$

Ea se deduce, prin permutări circulare de indici, din expresia generală

$$T_r^4 = \frac{\sum_1^3 B_{r_1} (T_{s_2} - T_{s_3}) \beta_{r_2} \beta_{r_3}}{\sum_1^3 T_{s_1} \beta_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})} = \frac{\sum_1^3 \left(T_{s_1}^4 + \beta_{r_1} \frac{dT_{s_1}}{dt} \right) (T_{s_2} - T_{s_3}) \beta_{r_2} \beta_{r_3}}{\sum_1^3 T_{s_1} \beta_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})} . \quad (17)$$

Expresiile la echilibru

Dacă temperaturile T_c şi T_r ale celor două cîmpuri termice rămîn constante, sistemul de trei termometre poate ajunge la echilibru, indicînd temperaturile T_{s_1}, T_{s_2} şi T_{s_3}. În acest caz expresiile deduse mai sus pentru T_c, T_r şi β_c se simplifică devenind

$$T_c = \frac{\sum_1^3 T_{s_1}^4 (\beta_{r_2} T_{s_2} - \beta_{r_3} T_{s_3})}{\sum_1^3 T_{s_1}^4 (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})},$$

$$T_r^4 = \frac{\sum_1^3 T_{s_1}^4 (T_{s_2} - T_{s_3}) \beta_{r_2} \beta_{r_3}}{\sum_1^3 T_{s_1} \beta_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})}, \tag{18}$$

$$\beta_c = \frac{-1}{\sqrt{T_c}} \cdot \frac{\sum_1^3 T_{s_1} \beta_{r_1} (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})}{\sum_1^3 T_{s_1}^4 (\beta_{r_2} - \beta_{r_3})}.$$

Determinarea factorilor de inerţie radiativă β_{r_1}, β_{r_2}, β_{r_3}.

Pentru a putea utiliza sistemul de trei termometre, este necesar să cunoaştem inerţiile radiative β_{r_1}, β_{r_2} şi β_{r_3} ale acestora. Ele pot fi determinate uşor ventilînd sistemul într-o incintă închisă optic, cu temperatură constantă $T_x = T_c = T_r$. Determinarea temperaturii incintei se face cu însuşi sistemul de trei termometre, notîndu-se cînd temperatura acestora devine egală şi constantă.

Pentru determinare, vom proceda mai întîi la aducerea sistemului termometric, prin încălzire sau răcire în exterior, la o altă temperatură decît aceea a incintei. Introducînd apoi termometrele în incintă, temperaturile lor vor varia treptat tinzînd către T_x. Ecuaţiile care dirijează schimbul sînt, la un moment oarecare t', următoarele

$$\frac{dT'_{s_1}}{dt'} = \frac{1}{\beta_{r_1}} (T_x^4 - T_{s_1}'^4) + \frac{1}{\beta_c} \cdot \frac{T_x - T'_{s_1}}{\sqrt{T_x}},$$

$$\frac{dT'_{s_2}}{dt'} = \frac{1}{\beta_{r_2}} (T_x^4 - T_{s_2}'^4) + \frac{1}{\beta_c} \cdot \frac{T_x - T'_{s_2}}{\sqrt{T_x}}, \tag{19}$$

$$\frac{dT'_{s_3}}{dt'} = \frac{1}{\beta_{r_3}} (T_x^4 - T_{s_3}'^4) + \frac{1}{\beta_c} \cdot \frac{T_x - T'_{s_3}}{\sqrt{T_x}}.$$

Avem deci un sistem de 3 ecuaţii cu 4 necunoscute: β_{r_1}, β_{r_2}, β_{r_3} şi β_c (T_x este determinat în prealabil, iar T'_{s_1}, T'_{s_2}, T'_{s_3} şi $\frac{dT'_{s_1}}{dt'}$, $\frac{dT'_{s_2}}{dt'}$, $\frac{dT'_{s_3}}{dt'}$ se citesc pe înre-

gistrări). Pentru a putea afla factorii β_r este deci necesar să facem cel puţin încă o lectură, la un alt moment t'', cînd ecuaţiile vor căpăta forma

$$\begin{aligned}
\frac{dT_s''}{dt''} &= \frac{1}{\beta_{r_1}}\left(T_x^4 - T_{s_1}''^4\right) + \frac{1}{\beta_c}\cdot\frac{T_x - T_{s_1}''}{\sqrt{T_x}}, \\
\frac{dT_{s_2}''}{dt''} &= \frac{1}{\beta_{r_2}}\left(T_x^4 - T_{s_2}''^4\right) + \frac{1}{\beta_c}\cdot\frac{T_x - T_{s_2}''}{\sqrt{T_x}}, \\
\frac{dT_{s_3}''}{dt''} &= \frac{1}{\beta_{r_3}}\left(T_x^4 - T_{s_3}''^4\right) + \frac{1}{\beta_c}\cdot\frac{T_x - T_{s_3}''}{\sqrt{T_x}}.
\end{aligned} \tag{20}$$

Asociind sistemele (19) şi (20), obţinem un sistem unic de 6 ecuaţii cu 4 necunoscute, compatibil, în limita erorilor de observaţie. Din el se pot afla β_{r_1}, β_{r_2} şi β_{r_3}, prin metoda celor mai mici pătrate.

Deoarece β_r nu variază decît cu coeficientul de absorbţie mediu a, conform relaţiei (2), metoda propusă constituie şi o cale indirectă pentru măsurarea absorbţiei radiative a diferitelor substanţe cu care am acoperi termometrele.

Menţionăm că dimensiunile şi capacitatea incintei optic închise trebuie să fie mult mai mari decît acelea ale sistemului termometric, astfel ca introducerea acestuia să nu altereze sensibil stabilitatea regimului interior al incintei.

În final, subliniem că metoda celor trei termometre, prin faptul că poate servi la determinarea temperaturii T_r a cîmpului radiativ, rezolvă în meteorologie şi problema determinării prin mijloace simple a climatului de radiaţie, factor extrem de important în agricultură.

De asemenea, în problemele de condiţionare termică a aerului în încăperi închise, în special în problemele protecţiei muncii, metoda celor trei termometre poate furniza simultan temperatura cinetică a aerului, temperatura cîmpului radiativ şi, prin β_c, influenţa ventilaţiei. Aceste mărimi, împreună cu umezeala aerului, reprezintă agenţii care dirijează pe plan biologic funcţiunea regulatoare termică a omului şi care definesc, deci, condiţiile de confort termic pentru muncă şi odihnă. Determinarea lor prin metoda propusă de noi devine riguroasă şi uşoară.

ИЗМЕРЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ ТЕМПЕРАТУРЫ КИНЕТИЧЕСКОГО И РАДИАЦИОННОГО ПОЛЕЙ ПРИ ПОМОЩИ СИСТЕМЫ ТРЕХ НЕОДИНАКОВЫХ ТЕРМОМЕТРОВ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

Термометр в атмосфере или в каком-либо газе одновременно подвергается действию кинетического и радиационного полей характеризуемых температурами T_c и T_r, являющимися двумя неизвестными определениями. Необходимо поэтому иметь два уравнения [1], выведенные из основного соотношения (1) для системы двух термометров, не однаковых с точки зрения факторов кинетической β_c и радиационной β_r (2) инерции [3]. Решения системы зависят однако от этих факторов инерции, из которых β_c сильно изменяется в зависимости от давления p, вентиляции φ [2] и молекулярного веса M газа

(обусловленного сыростью). Необходимы следовательно контрольные дополнительные аппараты, и к тому же расчет весьма сложен.

Для устранения этих затруденений, авторы предлагают пользоваться системой трех термометров с неодинаковыми радиационными инерциями β_{r_1}, β_{r_2}, β_{r_3}, но с общей кинетической энергией β_c (одинаково построенных). Фактор β_c входит наряду с T_c и T_r в систему трех вытекающих из этого уравнений в качестве третьей неизвестной. В этом случае решения, дающие кинетическую температуру T_c [выражения (8) или (9)] или радиационную температуру T_r [выражения (16) или (17)] не зависят более от переменного фактора β_c [данного (12) или (13)], а следовательно устраняются и экспериментальные затруднения и сложность расчета, связанные с прослеживанием этого фактора. Сами решения становятся более простыми, в сравнении с получаемыми при применении системы из двух термометров. Для определения необходимо предварительно измерить радиационные инерции и проследить как температуры зондов T_{s_1}, T_{s_2}, T_{s_3}, так и снижение кривых записей, которые должны быть непрерывными.

Преимущество метода состоит еще в том, что β_c входит в уравнения одновременно с экспериментальными значениями, а не с теоретическими значениями, которые вычислялись бы при помощи соотношений (2). Он является таким образом простым способом проверки теорий кинетического обмена между газом и стенкой термометра.

Этот метод особенно рекомендуется для лабораторных определений, так как он освобождает как от постоянного наблюдения за кинетической инерцией, так и от поправок на радиацию. Метод имеет те же преимущества и при зондировании в стратосфере.

Предварительные определения факторов β_{r_1}, β_{r_2}, β_{r_3} можно проводить в оптически непроницаемом помещении при постоянной и измеримой температуре $T_x = T_c = T_r$. Предварительно нагревая или охлаждая термометрическую систему и внося ее затем в помещение, можно вывести на основании двух разновременных записей, подходящую в пределах экспериментальных погрешностей систему из 6 уравнений с 4 неизвестными [вместе взятые уравнения (19) и (20)]. Она может быть разрешена в отношении факторов β_{r_1}, β_{r_2}, β_{r_3} по способу наименьших квадратов.

Следует также отметить, что систему из трех термометров можно также использовать в сельскохозяйственной метеорологии для исследования радиационного климата, обозначенного T_r, а также и для искусственной климатизации воздуха в закрытых помещениях при определении T_c, T_r и режима вентиляции.

LA MESURE DE LA TEMPÉRATURE DU CHAMP CINÉTIQUE ET DU CHAMP RADIATIF DANS L'ATMOSPHÈRE, AVEC UN SYSTÈME DE TROIS THERMOMÈTRES INÉGAUX

(RÉSUMÉ)

Dans l'atmosphère ou dans un gaz quelconque un thermomètre est soumis simultanément à l'action du champ cinétique et du champ radiatif, caractérisés par les températures T_c et T_r qui constituent les deux inconnues de la détermination.

Deux équations [1] sont donc nécessaires, déduites de la relation fondamentale (1), pour un système de deux thermomètres, inégaux au point de vue des facteurs de l'inertie [3] cinétique, β_c, et radiative, β_r (2). Les solutions du système dépendent cependant de ces facteurs d'inertie, dont β_c varie fortement avec la pression p, la ventilation φ [2] et le poids moléculaire M du gaz (influencé par l'humidité). Des appareils supplémentaires de contrôle sont donc nécessaires et les calculs sont compliqués.

Pour éviter ces difficultés, les Auteurs proposent l'utilisation d'un système de 3 thermomètres, aux inerties radiatives inégales β_{r_1}, β_{r_2} et β_{r_3} mais à inertie cinétique commune β_c (construits identiquement). Parallèlement à T_c et T_r, le facteur β_c entre dans le système des 3 équations qui en résulte, en tant que troisième inconnue. Dans ce cas, les solutions qui donnent la température cinétique T_c [les expressions (8) ou (9)] ou bien la température radiative T_r [les expressions (16) ou (17)] ne dépendent plus du facteur variable β_c [donné par (12) ou (13)] et, par conséquent, les complications expérimentales et de calcul soulevées par la recherche de ce facteur disparaissent. Les solutions elles-mêmes deviennent plus simples que dans le cas du système de deux thermomètres. Pour les déterminer, il est nécessaire de mesurer au préalable les inerties radiatives et d'observer les températures des sondes T_{s_1}, T_{s_2}, T_{s_3} ainsi que les variations des enregistrements. Ceux-ci doivent dont être continus.

La méthode présente encore l'avantage de permettre la mise de β_c en équation avec les valeurs expérimentales et non pas avec les valeurs théoriques que l'on devrait calculer à l'aide des relations (2). Elle constitue par conséquent un moyen simple pour la vérification des théories sur l'échange cinétique entre le gaz et la paroi thermométrique.

La méthode est spécialement indiquée pour des déterminations de laboratoire, parce qu'elle dispense de poursuivre l'inertie cinétique aussi bien que les corrections pour la radiation. Elle garde les mêmes avantages dans le cas du sondage stratosphérique.

La détermination préalable des facteurs β_{r_1}, β_{r_2}, β_{r_3} peut s'effectuer dans une enceinte optiquement close, à température constante et mesurable: $T_x = T_c = T_r$. En chauffant ou en refroidissant préalablement le système thermométrique et en l'introduisant ensuite dans l'enceinte, les lectures faites à deux moments différents donneront un système de 6 équations à 4 inconnues [les équations (19) et (20) ensemble], compatible dans la limite des erreurs expérimentales. En ce qui concerne les facteurs, le système peut être résolu par la méthode des moindres carrés.

Il faut souligner que le système des trois thermomètres peut également être utilisé dans la météorologie agricole pour l'étude du climat radiatif, exprimé par T_r, et aussi pour le conditionnement de l'air des espaces fermés, par la détermination de T_s, T_r et du régime de ventilation.

BIBLIOGRAFIE

1. Al. Grigoriu și G. Giurgea, Studii și cercetări de fizică, t. V, nr. 1—2, 1954.
2. Al. Grigoriu, Bul. științ. Acad. R.P.R., Secțiunea de științe matematice și fizice, t. IV, nr. 3, 1952, p. 635—639.
3. — Studii și cercetări de fizică, t. IV, nr. 2, 1953, p. 15—26.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 3—4, 1954

CONTRIBUŢII LA STUDIUL FENOMENELOR CARE AU LOC LA PRESAREA UNEI PULBERI METALICE *)

DE

ELENA LĂBUŞCĂ

Comportarea unei mase de particule sub presiune a fost studiată în general pentru materiale sub formă de pulbere, în scopul de a clarifica fenomenele care au loc la presarea acestor pulberi şi dependenţa lor de caracteristicile materialului şi de condiţiile de lucru, furnizînd prin aceasta, date utile atît din punct de vedere teoretic, cît şi practic.

În lucrarea de faţă ne vom ocupa de cazul special al presării pulberilor metalice.

Studiul fenomenelor care au loc la presarea unei pulberi metalice este unul din cele mai complexe, întrucît aceste fenomene au loc concomitent, iar efectele lor se însumează şi se suprapun, aşa încît este dificil să se interpreteze just aceste efecte şi să se identifice exact cauzele care le-au provocat pe fiecare în parte. Studii de bază în acest domeniu au fost efectuate de numeroşi cercetători, între care lucrările lui R. Kieffer, W. Hotop, M. I. Balşin, L. C. Graton, H. Fraser, C. Goetzel, F. Skaupy şi J. M. Dallavalle sînt cele mai reprezentative.

Pînă în prezent s-a căutat să se stabilească influenţa presiunii aplicată asupra masei de particule, modul de aplicare a acestei presiuni, influenţa mărimii particulelor şi a structurii lor asupra proprietăţilor corpului presat. Fenomenele care au loc la presare nu au fost însă suficient clarificate, iar concluziile la care s-a ajuns pînă astăzi, au numai un caracter de orientare calitativă, nestabilindu-se însă relaţii matematice între factorii care influenţează comportarea particulelor sub presiune şi caracteristicile corpului presat.

Un aspect din acest domeniu care nu a fost suficient clarificat pînă în prezent este influenţa mărimii particulelor metalice asupra fenomenelor care au loc la presare, aspect pe care ne propunem să-l studiem în lucrarea de faţă.

J. M. Dallavalle [1] constată că relaţiile dintre fenomenele care au loc la presare şi dimensiunile particulelor sînt încă empirice. Kieffer şi Hotop [2] de asemenea precizează că nu există o relaţie matematică între distribuţia granulometrică a unei pulberi date şi gradul de porozitate care se poate obţine prin presarea acestei pulberi, relaţie cu ajutorul căreia să se poată obţine o anumită porozitate prin condiţionarea mărimii particulelor.

Din rezultatele cercetărilor lui L. C. Graton şi H. I. Fraser, reiese că folosind o serie de pulberi cu distribuţie granulometrică foarte diferită, se poate obţine final aceeaşi porozitate. Folosind pulberi de aceeaşi mărime a particulelor

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 10 octombrie 1953.

se obține o porozitate maximă, iar amestecul de particule mari cu particule fine duce la scăderea porozității sistemului.

Din datele practice obținute în domeniul metalurgiei pulberilor [2], [3] și nu din considerații teoretice, se poate trage concluzia că folosind pulberi cu particule mari, de aceeași mărime, se obțin pori mari și o porozitate mare. Folosind pulberi fine se obțin pori fini și o porozitate și mai mare. Rezultatele acestea sînt însă indicate numai incidental, fără a fi interpretate și fără a li se analiza cauzele.

În general, cînd se aplică o presiune unei mase de pulberi închisă într-un spațiu limitat, particulele tind să se consolideze și să reducă porozitatea sistemului. Reducerea porozității se datorește pe de o parte alunecării particulelor și « migrării » lor în spațiile rămase goale și pe de altă parte, deformării particulelor. Din presupunerile făcute pînă în prezent [1] reiese că numai primul fenomen și anume migrarea particulelor ar depinde de mărimea particulelor. J. M. D a l l a v a l l e [1] consideră alunecarea particulelor fine și migrarea lor în spațiile goale ca o « difuziune » a particulelor fine sub presiune și presupune că ea este funcție de diametrul mediu al particulelor, d, de densitatea aparentă ρ_a și de presiunea aplicată sistemului, p:

$$D = \varphi\,(d,\ \rho_a,\ p).$$

Presupunînd de asemenea că forțele de alunecare dintre particule sînt neglijabile în raport cu presiunea aplicată masei de particule, el ajunge la următoarea relație, cu ajutorul analizei dimensionale

$$D = kd\sqrt{\frac{p}{\rho_a}}, \qquad k = \text{const.} \tag{1}$$

de unde reiese că această difuziune variază direct proporțional cu diametrul particulei și cu viteza cu care presiunea este aplicată (întrucît termenul de sub radical are dimensiunile pătratului unei viteze). Făcînd apoi o serie de corecții, bazate pe considerațiile că difuziunea nu începe pînă nu se atinge o anumită presiune critică p_c și că ea încetează cînd s-a atins presiunea p_u și de asemenea considerînd că densitatea aparentă crește cu presiunea, D a l l a v a l l e ajunge la expresia

$$D = k'd\sqrt{\frac{p_u - p}{\rho_a}} \cdot \exp.\ (-\alpha p/2\,p_c) \tag{2}$$

unde α este o constantă.

Fenomenul analizat de D a l l a v a l l e este real, însă termenul de difuziune este impropriu și ca atare formulele stabilite nu sînt valabile, pentru că s-au dedus pe cale de analiză dimensională, și i s-au atribuit lui D dimensiunile unei difuziuni, ceea ce nu corespunde realității, întrucît fenomenul care are loc și la care el se referă, nu este propriu-zis o difuziune, ci o migrare a particulelor fine în spațiile goale. Această interpretare semicantitativă a influenței mărimii particulelor asupra fenomenelor care au loc la presare este singura care s-a găsit în literatura consultată și ea nu este satisfăcătoare.

În lucrarea de față s-a căutat să se găsească o explicație, cel puțin de ordin calitativ, a influenței mărimii particulelor asupra fenomenelor care au loc la presarea pulberilor metalice.

LUCRĂRI EXPERIMENTALE

Din literatura de specialitate din domeniul metalurgiei pulberilor se constată că s-au studiat de obicei sisteme de pulberi cu distribuție granulometrică variată, întrucît se urmărește obținerea unei porozități cît mai reduse, însă în acest caz rezultatele obținute pot fi mai greu interpretate. Din această cauză, în lucrarea de față

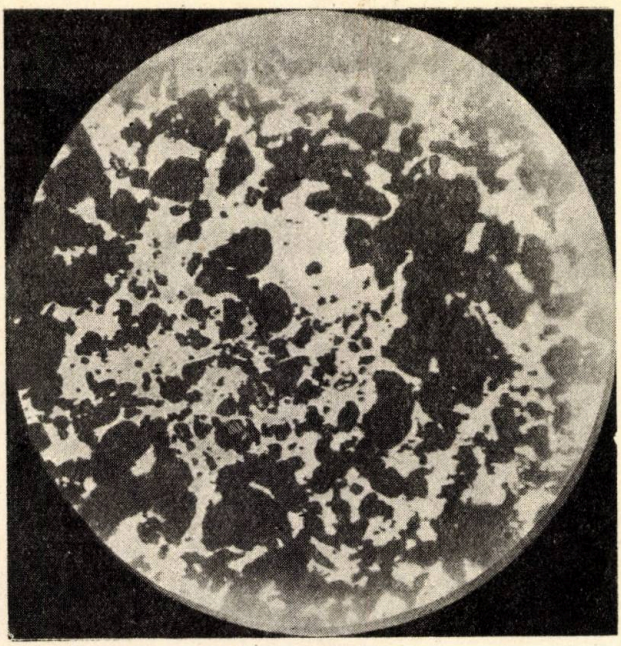


Fig. 1. — Pulbere de fier obținută prin reducerea oxidului de fier în hidrogen (× 300).

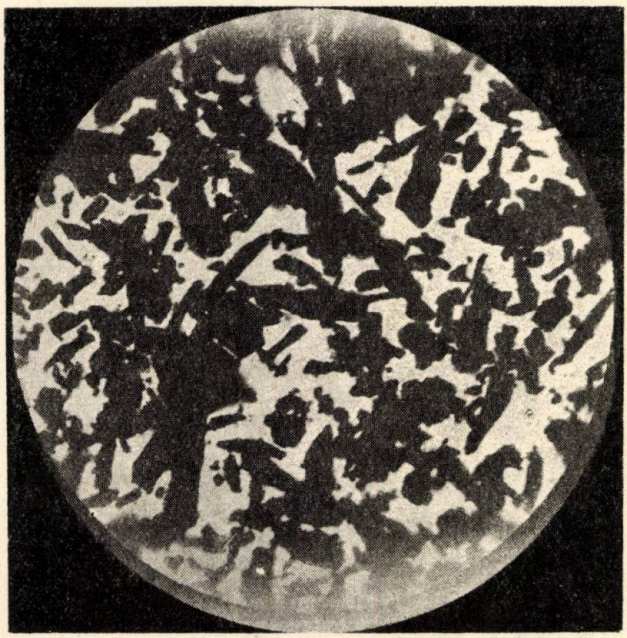
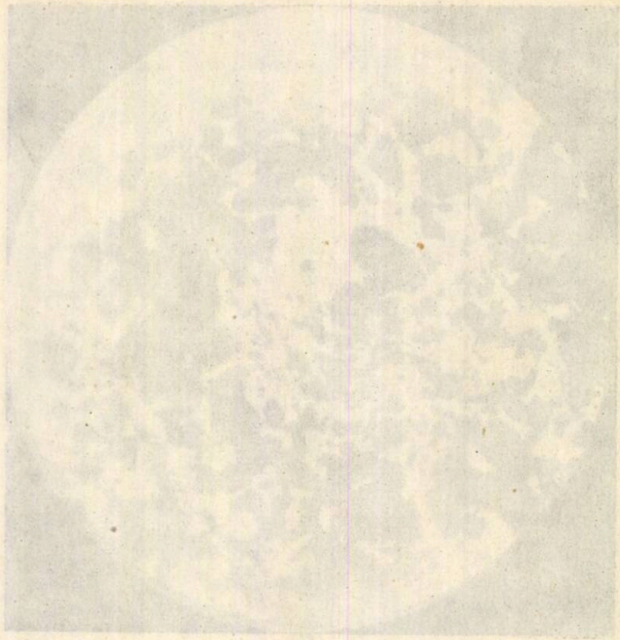
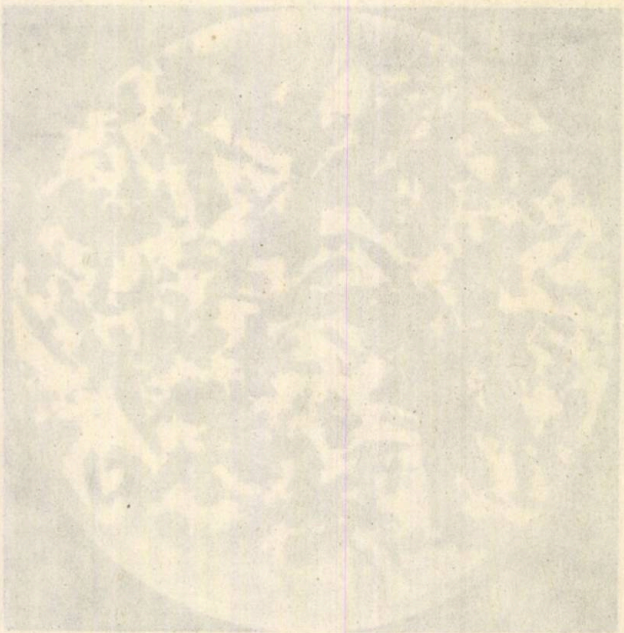


Fig. 2. — Pulbere de fier obținută prin măcinarea depozitului catodic de fier electrolitic (× 300).

El. Lăbuşcă, Studii şi cercetări de fizică, nr. 3—4, 1954.— c. 1483.





s-a ales *studiul comportării pulberilor monogranulare sub presiune*, pentru a sistematiza cercetările şi a avea puncte de reper în interpretarea rezultatelor. Cercetările s-au efectuat asupra pulberii de fier pur.

S-a urmărit obţinerea unei pulberi de fier pur cu o distribuţie granulometrică variată, care să poată fi apoi separată printr-o metodă de clasare granulometrică în mai multe clase de pulberi, cu particule de mărime diferită. Din aceste clase de pulberi s-au confecţionat prin presare, corpuri de probă şi apoi s-a căutat să se determine gradul de consolidare al pulberii, stabilind modul în care el variază cu mărimea particulelor. O măsură a acestui grad de consolidare o constituie porozitatea totală a corpului presat, care descreşte pe măsură ce particulele metalice vin în contact din ce în ce mai strîns unele cu altele.

A. *Caracteristicile pulberilor de fier folosite.* În cercetările efectuate s-au luat în consideraţie două pulberi de fier obţinute prin metode diferite şi anume:

1. pulbere de fier pur (99,85% Fe) obţinută prin reducerea oxidului de fier în hidrogen, şi

2. pulbere de fier pur (99,8% Fe) obţinută pe cale electrolitică.

Pulberea obţinută din oxid este o pulbere relativ fină şi are o structură poliedrică, cu particule de formă neregulată, însă fără tendinţă spre forma aciculară.

Pulberea de fier electrolitic este mai puţin fină, are o granulaţie discontinuă şi o structură aciculară tipică, la cele mai multe dintre particule predominînd una din dimensiuni. În micrografiile din figurile 1 şi 2 se poate vedea destul de clar diferenţa de structură între aceste două tipuri de pulberi.

În lucrări s-a folosit mai mult pulberea de fier electrolitic, întrucît această pulbere are o granulaţie mai discontinuă şi s-a putut separa din ea mai multe clase de particule cu mărimi diferite.

În tabloul nr. 1 dăm rezultatele obţinute prin separarea pe site normalizate a 5 probe de pulbere de fier electrolitic.

Tabloul nr. 1

Separări granulometrice de fier electrolitic

Clasa	Mărimea particulelor (limite)	Separări (% greutate)				
		I	II	III	IV	V
1	200 μ — 150 μ	20,0	13,0	11,0	17,2	9,7
2	150 μ — 120 μ	4,4	7,2	5,0	11,5	13,1
3	120 μ — 100 μ	7,6	7,5	4,0	5,7	8,5
4	100 — 90 μ	3,3	5,5	4,0	6,5	4,6
5	90 μ — 80 μ	4,4	8,3	3,0	4,3	4,4
6	80 μ — 70 μ	1,2	3,2	2,0	3,5	3,2
7	70 μ — 60 μ	9,6	12,5	9,0	8,7	16,5
8	sub 60 μ	49,5	42,5	62,0	42,2	39,5

Separarea granulometrică a pulberilor sub 60 μ s-a făcut în mediu fluid, în curent ascendent de apă sau de aer. Această metodă de separare se bazează pe căderea corpurilor în medii fluide şi dimensiunile particulelor pentru fiecare clasă au fost calculate după legea lui Stockes şi anume

$$V_0 = \frac{1}{18\,\mu} d^2 (\delta - \gamma)$$ unde V_0 = viteza de cădere a particulei solide

μ = viscozitatea mediului în care se face separarea
δ = greutatea specifică a materialului solid separat
γ = greutatea specifică a mediului în care se face separarea
d = diametrul particulei

Pentru apă la 20°C

$$\mu = 1{,}02 \times 10^{-5} \quad \text{şi} \quad \gamma = 1.$$

În acest caz, valoarea lui d va fi dată de expresia

$$d = \sqrt{\frac{V_0}{5446\ (\delta - 1)}}.$$

La examenul microscopic al claselor de pulberi separate prin această metodă, s-a constatat că dimensiunile determinate prin calcul nu corespund exact cu dimensiunile reale ale particulelor ci în general s-au găsit unele particule care depăşeau limita maximă şi altele mai mici decît cele indicate de calcul pentru clasa respectivă. Aceasta se explică prin faptul, că în mod real separarea nu urmează exact legea lui Stockes, întrucît particulele nu sînt sferice, ci au o formă neregulată. În general însă această metodă a dat rezultate bune din punct de vedere practic, obţinîndu-se clase de particule, relativ destul de bine delimitate. În tabloul nr. 2 dăm, comparativ, valorile obţinute pentru o separare în curent de apă a pulberii de Fe.

Tabloul nr. 2

Separarea în curent ascendent de apă a pulberii de fier

Vasul de separare	Viteza apei cm/s	% greut. separate	Mărimea particulelor (limite calculate)	Mărimea particulelor (limite microscop)
Con I	0,831	2,73	60 μ — 47 μ	65 μ — 40 μ
Con II	0,266	80,25	47 μ — 27 μ	40 μ — 20 μ
Con III	0,140	7,60	27 μ — 21 μ	30 μ — 15 μ
Con IV	0,086	1,85	21 μ — 15 μ	20 μ — 6 μ
Supra-scurgere	—	7,57	sub 15 μ	10 μ — 3 μ

În continuare, în figurile 3—6 dăm micrografiile a patru clase de pulberi de fier (redus din oxid), separate în curent ascendent de apă.

B. *Rezultatele experimentale obţinute.* Din pulberile de fier separate granulometric prin metodele indicate mai sus, s-au confecţionat corpuri de probă de formă cilindrică, prin presare în matriţe de oţel. Înainte de presare, pulberile de fier electrolitic au fost supuse unui tratament termic în curent de hidrogen, pentru a îndepărta peliculele de oxid şi gazele adsorbite în timpul electrolizei şi a mări aptitudinea de presare a pulberii, care depinde în mare măsură de temperatura şi durata acestui tratament termic. În cazul pulberilor studiate, s-a constatat practic, că după o oră de tratament termic la 800 °C în H_2, aptitudinea la presare nu mai creşte sensibil, chiar dacă se măreşte durata tratamentului termic.

Pentru a putea observa numai efectul mărimii particulelor asupra proprietăţilor corpurilor presate, *condiţiile de lucru s-au menţinut constante pentru fiecare serie de corpuri de probă.* Astfel, de exemplu, fiecare serie de clase de pulberi avînd mărimi diferite, a fost supusă unui anumit tratament termic şi apoi la presare s-au menţinut constante: *cantitatea de pulbere presată, presiunea şi durata presării.*

Pentru a stabili gradul de consolidare al pulberii, s-a căutat să se determine porozitatea totală a corpurilor de probă. Această porozitate s-a determinat indirect, prin măsura densităţii aparente.

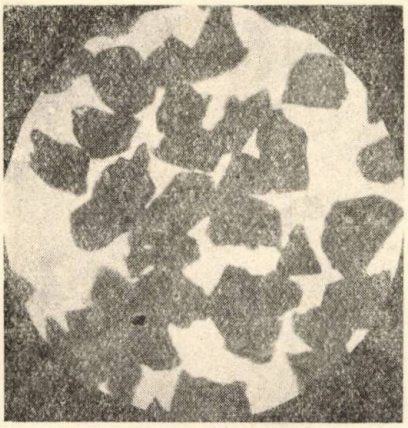


Fig. 3. — Pulbere obţinută în vasul I de separare (65—40 μ).

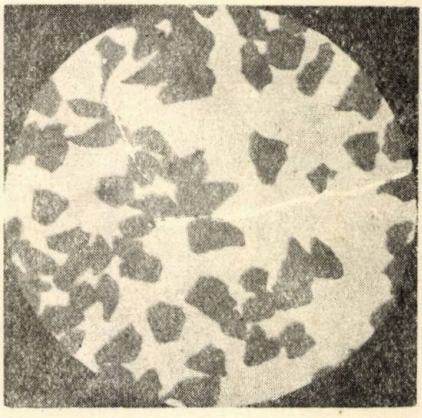


Fig. 4. — Pulbere obţinută în vasul II de separare (40—20 μ).

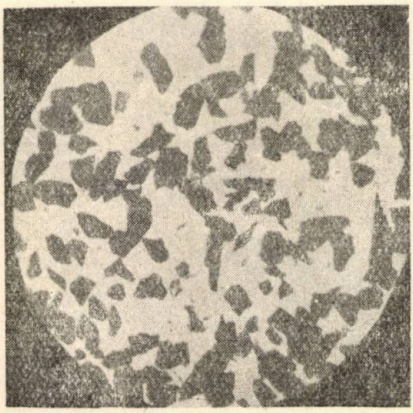


Fig. 5. — Pulbere obţinută în vasul III de separare (30—10 μ).

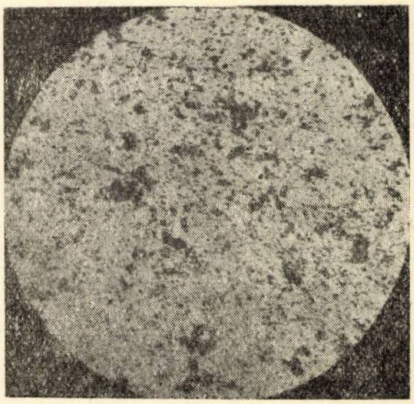


Fig. 6. — Pulbere trecută în supra-scurgere (sub 10 μ).

El. Lăbuşcă, Studii şi cercetări de fizică, nr. 3—4, 1954.— c. 1483.

În continuare, dăm în tablourile nr. 3 şi 4 rezultatele determinărilor densităţii aparente efectuate asupra corpurilor de probă presate. Analizînd rezultatele, se constată că pe măsură ce particulele dintr-o clasă sînt mai fine, densitatea aparentă a

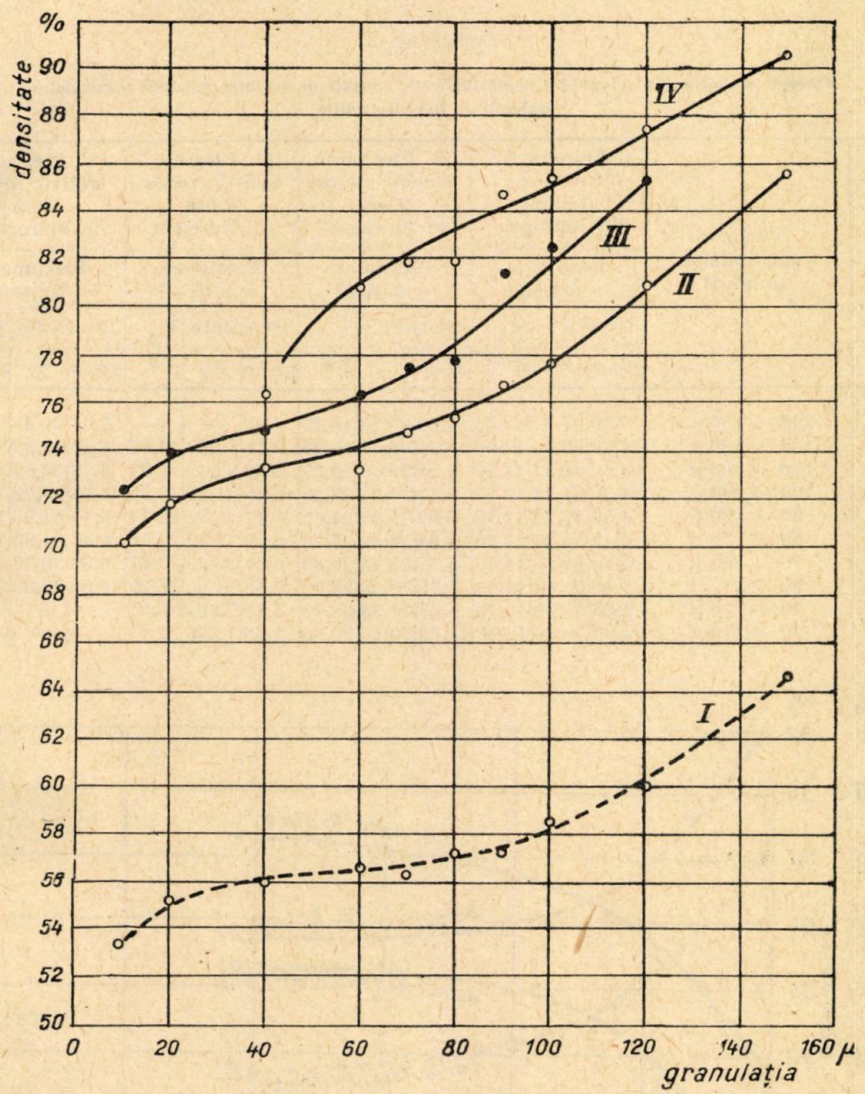


Fig. 7. — Variaţia densităţii în funcţie de granulaţie.

I — fier electrolitic redus 0,5 ore; $p = 5$ t/cm²
II — fier electrolitic redus 2 ore; $p = 6$ t/cm²
III — fier electrolitic redus 2 ore; $p = 8$ t/cm²
IV — fier electrolitic redus 2 ore; $p = 10$ t/cm²

comprimatului scade, respectiv creşte porozitatea. Din rezultate, se constată de asemenea variaţii în densitatea aparentă a comprimatelor, cauzate de:

1) natura pulberii (fier electrolitic sau fier redus din oxid);
2) presiunea aplicată masei de pulberi;
3) tratamentul termic la care a fost supusă pulberea înainte de presare.

Însă, în toate aceste trei cazuri, efectul mărimii particulelor asupra porozităţii se menţine şi reiese clar că, cu cît particulele sînt mai mari, cu atît densitatea aparentă a comprimatelor creşte.

Tabloul nr. 3

Variaţii în densitatea aparentă a comprimatelor, cauzate de variaţia mărimii particulelor pulberii de fier electrolitic

Nr. crt.	Mărimea particulelor pulberii	I. Fier electrolitic redus 0,5 ore în hidrogen			II. Fier electrolitic redus 2 ore în hidrogen			III. Fier electrolitic redus 2 ore în hidrogen			IV. Fier electrolitic redus 2 ore în hidrogen		
		Presiunea = 5 t/cm²			Presiunea = 6 t/cm²			Presiunea = 8 t/cm²			Presiunea = 10 t/cm²		
		Densitate		Porozitate %	Densitate		Porozitate %	Densitate		Porozitate %	Densitate		Porozitate %
		g/cm³	%		g/cm³	%		g/cm³	%		g/cm³	%	
1	200 — 150 μ	5,16	64,37	35,63	6,57	83,58	16,42	—	—	—	7,11	90,45	9,55
2	150 — 120 μ	4,70	60,00	40,00	6,35	80,78	19,22	6,71	85,37	14,63	6,88	87,53	12,47
3	120 — 100 μ	4,60	58,52	41,48	6,27	79,75	20,25	6,48	82,43	17,57	6,72	85,49	14,51
4	100 — 90 μ	4,50	57,25	42,75	6,13	76,71	23,29	6,40	81,42	18,58	6,66	84,73	15,27
5	90 — 80 μ	4,50	57,25	42,75	5,92	75,31	24,69	6,12	77,86	22,14	6,44	81,93	18,07
6	80 — 70 μ	4,43	56,30	43,70	5,88	74,80	25,20	6,09	77,47	22,53	6,44	81,93	18,07
7	70 — 60 μ	4,45	56,60	43,40	5,75	73,15	26,85	6,01	76,33	23,67	6,35	80,78	19,22
8	60 — 40 μ	4,40	55,98	44,02	5,76	73,28	26,72	5,88	74,80	25,20	6,00	76,33	23,67
9	40 — 20 μ	4,35	55,30	44,70	5,65	71,88	28,12	5,82	73,97	26,03	—	—	—
10	20 — 10 μ	4,20	53,40	46,60	5,52	70,10	29,90	5,68	72,26	27,74	—	—	—

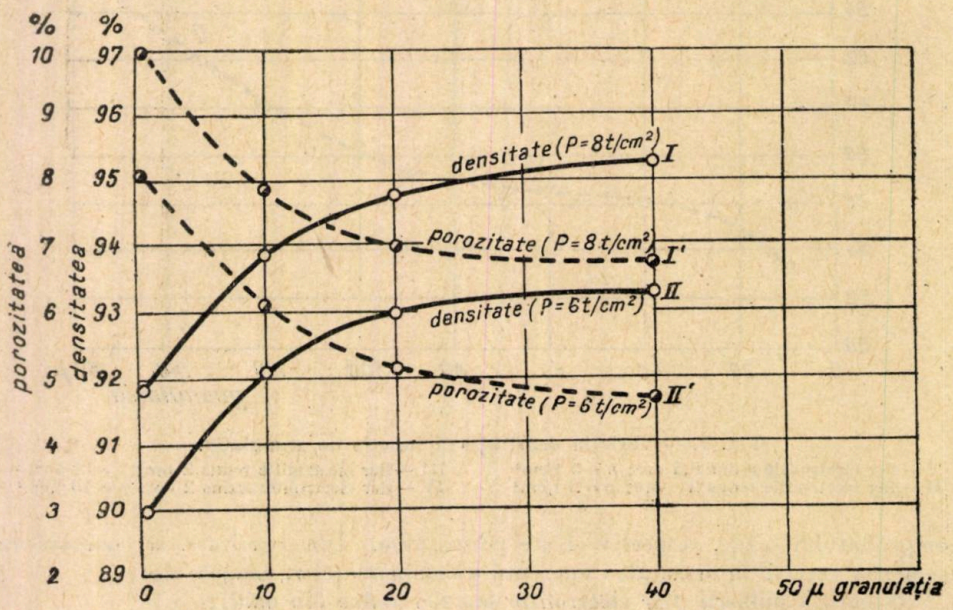


Fig. 8. — Variaţia densităţii şi porozităţii în funcţie de granulaţie.
I — fier redus din oxid; $P = 8 t/cm^2$; II — fier redus din oxid; $P = 6 t/cm^2$

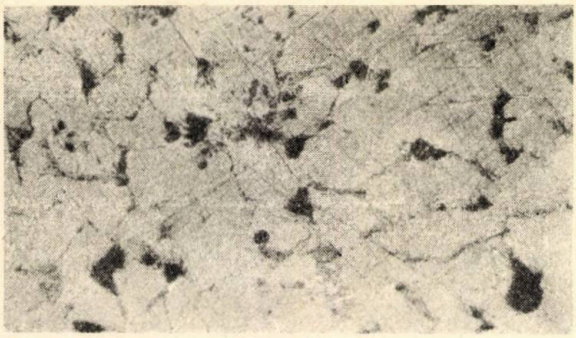


Fig. 9. — Pulbere de fier (200—150 μ) presată la 8 t/cm² (×60).

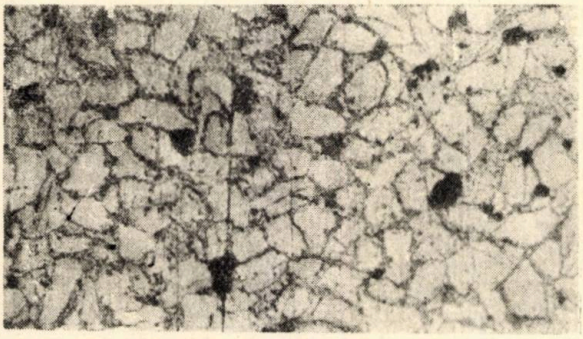


Fig. 10. — Pulbere de fier (120—100 μ) presată la 8 t/cm² (×60).

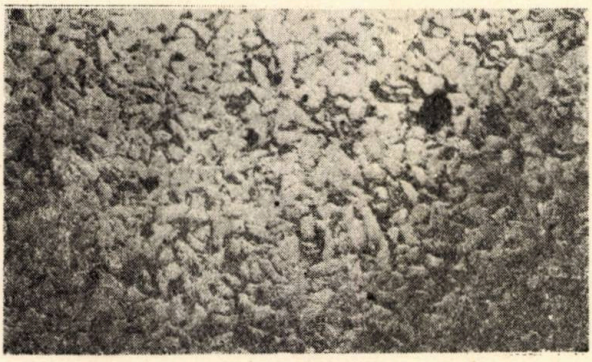
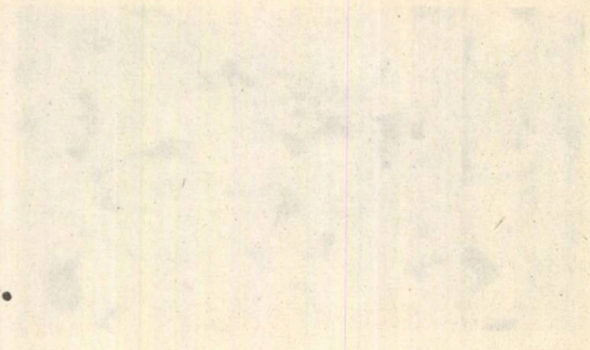
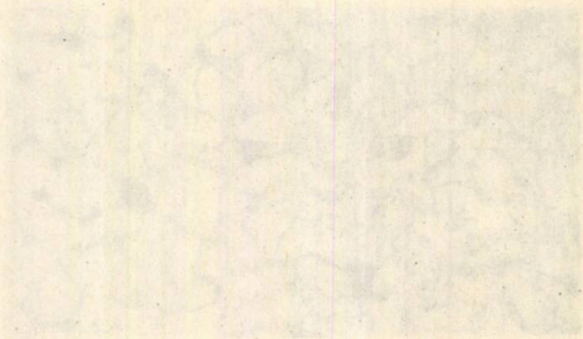
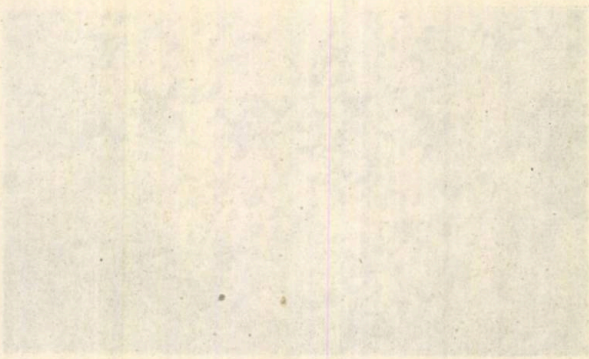


Fig. 11. — Pulbere de fier (70—60 μ) presată la 8 t/cm² (×60).







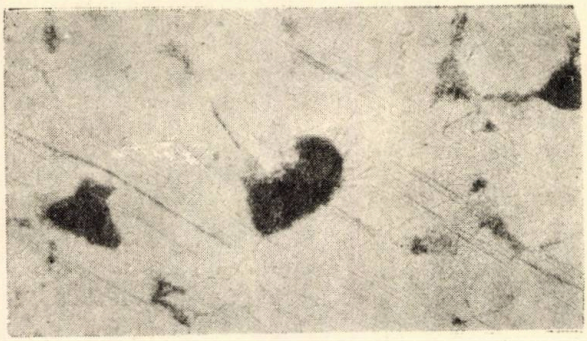


Fig. 12. — Pulbere de fier (200—150 μ) presată la 6 t/cm² (×180).

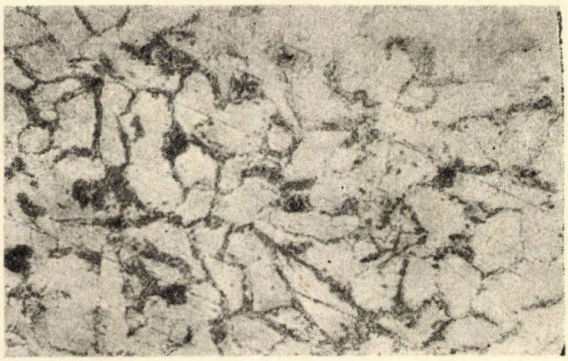


Fig. 13. — Pulbere de fier (70—60 μ) presată la 6 t/cm² (× 180).

Tabloul nr. 4

Variații în densitatea aparentă a comprimatelor cauzate de variația mărimii particulelor pulberii de fier redus din oxid

Nr. crt.	Mărimea particulelor pulberii	I. Fier redus din oxid			II. Fier redus din oxid		
		Presiunea 6 t/cm²			Presiunea 8 t/cm²		
		Densitate		Porozitate	Densitate		Porozitate
		g/cm³	%	%	g/cm³	%	%
1	60 — 40 μ	7,33	93,25	6,75	7,49	95,29	4,71
2	40 — 20 μ	7,31	93,00	7,00	7,45	94,78	5,22
3	20 — 10 μ	7,24	92,11	7,89	7,38	93,89	6,11
4	6 — 0,5 μ	7,07	90,00	10,00	7,22	91,85	8,15

DISCUȚIA REZULTATELOR OBȚINUTE

Din analiza rezultatelor experimentale obținute, reiese clar, dependența porozității corpurilor presate din pulberi monogranulare, de mărimea particulelor acestor pulberi. Indicații de ordin calitativ de aceeași natură au fost semnalate anterior de Kieffer și Hotop [2], fără a fi însă interpretate. Singurele date experimentale analoge s-au găsit în lucrarea lui Nguyen Thien Chi [3], care studiind aliaje de cupru-wolfram, a obținut valori mai mari pentru densitatea și duritatea aliajelor în cazul cînd a folosit pulberi cu particule mari, decît în cazul pulberilor fine, lucrînd însă cu pulberi de granulație discontinuă. În aceste lucrări însă nu s-au analizat rezultatele obținute și nu s-au făcut presupuneri asupra cauzelor care determină influența mărimii particulelor, asupra caracteristicilor corpului presat.

Fazele prin care trece pulberea metalică la presare, de la o stare inițială, cu o densitate aparentă ρ_a la alta cu o densitate aparentă mai mare ρ_a' sînt, în linii mari, următoarele:

1) compactizarea prin simplă alunecare și reorientare a particulelor, urmată de migrarea particulelor înspre spațiile goale;

2) deformarea plastică a particulelor și umplerea golurilor prin extrudere.

În funcție de condițiile de presare și de caracteristicile pulberii, densitatea aparentă care se atinge final, are o valoare mai mult sau mai puțin apropiată de cea teoretică, după cum s-au creat condițiile ca fenomenele de mai sus să se desfășoare normal.

J. M. Dallavalle [1] consideră că în prima fază, a « migrării » particulelor înspre spațiile goale, pe care el o numește difuziune, intervine influența mărimii particulelor și că această migrare este cu atît mai intensă, cu cît particulele sînt mai mari.

Nu s-a găsit însă în literatura consultată, nici o presupunere că deformarea plastică a particulelor ar depinde de mărimea lor. Pentru a clarifica într-o anumită măsură fenomenele care au avut loc la presarea pulberilor monogranulare studiate, s-a căutat să se analizeze pe cale microscopică structura obținută după presare, și în figurile 9—13 sînt redate microgrăfiile a două serii de probe, obținute prin presarea pulberilor de granulație diferită.

Examinînd comparativ cele două eșantioane extreme (9 cu 11 pe de o parte și 12 cu 13 pe de altă parte) se constată:

a. *În cazul particulelor monogranulare mari*, după presare, au rămas între particule goluri mari, izolate. Se constată o tendință a particulelor de a migra spre

goluri, pentru a le umple. Cel mai important însă, este faptul că se constată o deformare plastică pronunțată a particulelor, care au ajuns în majoritatea cazurilor în contact direct unele cu altele. Suprafețele de contact sînt mari și structura este a unei rețele cristaline, în care cristalele sînt însești particulele pulberii. În unele regiuni se constată un început de umplere a golurilor prin extrudere (curgere de material) (fig. 9 și 12).

b. *În cazul particulelor monogranulare fine*, după presarea la aceeași presiune ca particulele mari, rămîn între particule goluri mici, însă în legătură unele cu altele, formînd un fel de rețea de goluri printre particule. Migrarea particulelor spre goluri nu mai apare așa de evident ca în cazul precedent, din contra, particulele par neorientate. Deformarea plastică a particulelor este mult mai redusă, particulele nu vin în contact strîns unele cu altele, ci sînt în general separate de goluri și și-au păstrat forma poliedrică inițială. Suprafețele de contact sînt mult mai strînse, legătura dintre particule fiind stabilită mai mult prin puncte de contact.

La microscop, aspectul eșantioanelor presate din pulberi fine este deosebit de al celorlalte și anume, particulele apar aproape în relief, din cauza rețelei pronunțate de goluri dintre particule, pe cînd în cazul particulelor mari, suprafața ocupată de solid este mult mai mare și aspectul de structură cristalină este mai evident.

Prin examenul microscopic de mai sus, se confirmă rezultatele obținute experimental și anume, faptul că porozitatea totală a comprimatelor de pulberi este cu atît mai mai mare cu cît pulberile sînt mai fine. Aceasta, în cazul cînd particulele sînt strîns clasate granulometric și pot fi asimilate cu pulberi monogranulare, ca în cazul experimental de față.

Să examinăm acum, care pot fi cauzele care determină această comportare diferită sub presiune a particulelor metalice, de mărimi diferite. Literatura indică, după cum am menționat anterior, că migrarea particulelor spre goluri în timpul presării, este funcție de mărimea particulelor.

Din examenul microscopic se constată că într-adevăr această migrare a particulelor spre goluri are loc și că ea este mai pronunțată în cazul particulelor mari [1]. În figura 14 se vede aspectul unei secțiuni dintr-un comprimat de particule mari (între 200—150 μ) presat la 6 t/cm^2 și în figura 15 se poate observa o regiune mărită din aceeași secțiune. Din ambele micrografii se constată tendința particulelor de a se orienta în jurul golurilor și a migra în interiorul lor. În figura 16 redăm aspectul unei secțiuni dintr-un comprimat din aceeași serie de probe, însă cu particule fine (70—60 μ) la aceeași mărire ca figura 15. Se constată că particulele nu mai sînt la fel orientate în jurul golurilor și nici nu tind să pătrundă în aceste goluri.

Fenomenul migrării particulelor spre goluri este deci real și, într-adevăr, el este dependent de mărimea particulelor și evident și de presiunea aplicată sistemului de particule. Relația care leagă aceste variabile poate însă să aibă și altă formă decît cea propusă de D a l l a v a l l e [1]. Această migrare însă are o limită, pentru că la un moment dat particulele s-au reorientat și s-au strîns în jurul golurilor, iar din momentul în care ele au ajuns în contact mai strîns unele cu altele, fenomenul nu mai este posibil. În schimb, de la această stare intermediară, mai departe, consolidarea masei de particule se datorește deformării plastice a particulelor.

Examinînd corpurile presate la microscop, iese însă în evidență un aspect mult mai interesant și anume, *faptul că deformarea plastică a particulelor este mai puternică în cazul particulelor mari decît în cazul particulelor fine*, referindu-ne bineînțeles la aceleași condiții de presare (presiunea, timpul, temperatura, cantitatea de material fiind constante). Din figurile 9—16 reiese că la aceeași presiune, deformarea plastică a particulelor mari este accentuată, în unele cazuri (fig. 12) a început chiar umplerea

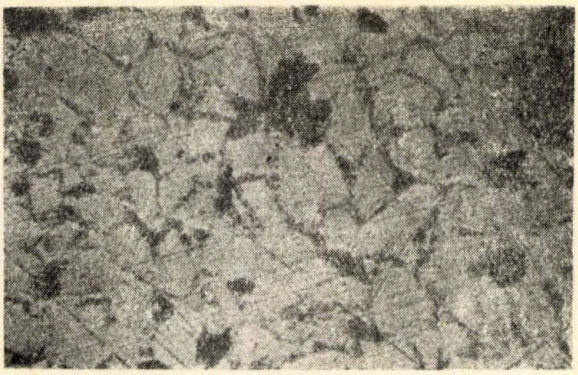


Fig. 14. — Pulbere de fier (200—150 μ) presată la 6 t/cm² (×60).

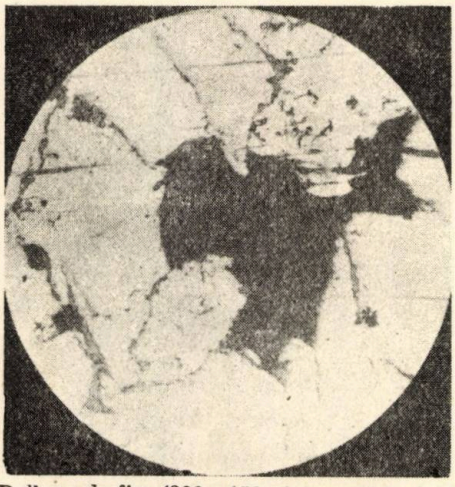


Fig. 15. — Pulbere de fier (200—150 μ) presată la 6 t/cm² (×180).

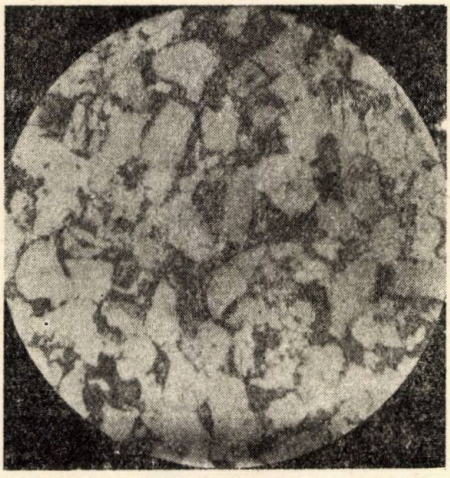
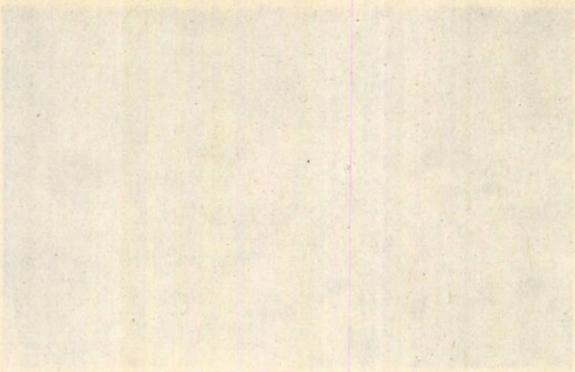
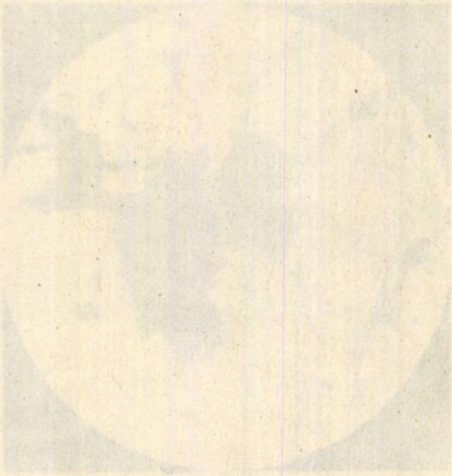
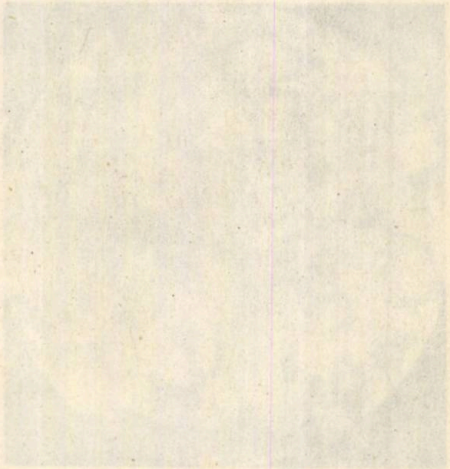


Fig. 16. — Pulbere de fier (70—60 μ) presată la 6 t/cm² (×180).







golurilor prin extrudere, pe cînd particulele fine s-au deformat mult mai puţin păstrîndu-şi, în general, forma nealterată.

Din aceste consideraţii se poate trage concluzia, că *rezistenţa la deformaţie a particulelor metali e mari este mai mică decît rezistenţa la deformaţie a particulelor fine.*

Acest aspect al proprietăţilor plastice ale metalelor nu a fost găsit semnalat nicăieri în literatură. Deşi problema plasticităţii a fost studiată vreme îndelungată, ea nu a fost suficient clarificată pînă în prezent. Este probabil că nici nu s-a studiat pînă în prezent cazul limită, adică deformarea plastică a particulelor din domeniul microscopic. În cazul macroscopic, al corpurilor solide cu dimensiuni mai mari, de ordinul centimetrilor, nu s-a sezisat pînă în prezent o variaţie a rezistenţei la deformaţia plastică în funcţie de mărimea corpului deformat.

Un aspect mai studiat din domeniul proprietăţilor mecanice a corpurilor solide este ruperea corpurilor cristaline şi respectiv rezistenţa lor la rupere. În acest caz, pentru *rezistenţa la rupere s-a constatat experimental influenţa factorului dimensional* [4], adică, variaţia rezistenţei medii la rupere cu dimensiunea epruvetelor supuse ruperii. În cazul epruvetelor de dimensiuni normale, de ordinul cîtorva centimetri, această variaţie este practic neglijabilă [4]. Însă, experienţele făcute cu fire subţiri (în special de sticlă), arată o variaţie foarte accentuată a rezistenţei cu diametrul epruvetei. Această variaţie a fost constatată prima dată în 1928 de Alexandrov şi Jurkov, citaţi de Frenkel [4]. Conform datelor experimentale, micşorarea diametrului firelor de sticlă de la 19 μ la 2,5 μ măreşte rezistenţa lor de circa 10 ori. Un fir cu diametrul 19 μ are o rezistenţă la rupere de 60 kg/mm^2, iar un fir de 2,5 μ are o rezistenţă de 560 kg/mm^2.

Scăderea rezistenţei la rupere este determinată de prezenţa defectelor din material, a fisurilor fine, care influenţează nu numai prin mărimea, dar şi prin orientarea lor.

În mod analog, se poate presupune că şi rezistenţa la deformare plastică este influenţată de un factor dimensional, lucru care reiese şi din datele experimentale din lucrarea de faţă. Aceasta s-ar putea explica prin faptul că la particule mici, cu diametrul de ordinul micronilor, ne apropiem de limita de distribuţie a dislocărilor.

Într-adevăr, dacă luăm în consideraţie că numărul de dislocări (în sensul de defecte stabile în material) este de circa 10^8 dislocări pe cm^2, cifră care este în acord cu valoarea general presupusă pentru a explica proprietăţile mecanice ale cristalelor metalice [5], atunci, pentru o distribuţie relativ uniformă a acestor dislocări, concentraţia lor revine la circa o dislocare pe μ^2.

În concordanţă cu aceasta, Frenkel [4], analizînd influenţa defectelor din metal, a «crăpăturilor» fine asupra rezistenţei la rupere, ajunge să aprecieze distanţa dintre două asemenea crăpături ca fiind tot de ordinul unui micron.

Se poate deci presupune că în cazul unor particule metalice fine, cu dimensiuni de ordinul numai a cîtorva microni, numărul dislocărilor (a defectelor stabile din material) va fi redus, revenind aproximativ numai la o dislocare pe particulă în cazul particulelor de circa 1 μ. Se poate presupune chiar, tinzînd spre limită, că particulele mai fine de 1 μ ar putea să nu mai prezinte nici o dislocare, nici un defect de genul celor semnalate mai sus.

Deci, în acest caz, apropiat de limită, al particulelor fine, este explicabil ca rezistenţa metalului să fie mai mare decît rezistenţa tehnică observată în mod curent, tinzînd să se apropie de rezistenţa teoretică a metalului respectiv.

Pe baza acestor consideraţii se poate emite ipoteza că rezistenţa la deformaţie plastică este influenţată de un factor dimensional, cînd ne apropiem de cazul limită al particulelor fine, al corpurilor metalice cu dimensiuni de ordinul micronilor. Numărul defectelor stabile din material este din ce în ce mai redus, pe măsură ce dimensiunile corpului sînt mai mici şi, la limită, se poate atinge rezistenţa teoretică a metalului respectiv. Verificarea acestei ipoteze implică un studiu special şi depăşeşte cadrul lucrării de faţă.

Pentru tema studiată în lucrarea de faţă, se poate trage concluzia, că desfăşurarea fenomenelor care au loc la presarea unei pulberi metalice este influenţată în mare măsură de mărimea particulelor. În prima fază a presării, reorientarea particulelor şi migrarea lor spre spaţiile rămase goale este mai pronunţată în cazul particulelor mari.

Deformarea plastică, care urmează după ce particulele s-au consolidat într-o oarecare măsură, este de asemenea mai puternică în cazul particulelor mari, decît în cazul particulelor fine. De aceea, final, după presare, corpurile obţinute prin presarea particulelor mari au un grad mai mare de compactizare, respectiv o porozitate totală mai redusă decît cele obţinute prin presarea particulelor fine, bineînţeles cînd condiţiile de presare au fost identice pentru ambele sisteme de pulberi.

К ИССЛЕДОВАНИЮ ЯВЛЕНИЙ, НАБЛЮДАЕМЫХ ПРИ ПРЕССОВКЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПОРОШКА

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

Изучая поведение некоторых систем однозернистого железного порошка, подвергнутого давлению, было установлено, что общая пористость образовавшихся после прессовки тел, оказывается большей при применении мелкозернистых порошков, чем при применении крупнозернистых при одинаковых условиях прессовки. Такое влияние величин зерен наблюдается и в порошках железа различных структур, также подвергнутых различным давлениям. Микроскопическое исследование вышеуказанных тел приводит к следующим выводам.

1. Степень переориентировки металлических зерен под давлением и перемещение их к пустотам в первичной ее фазе зависит в некоторой степени от величины зерен и является более выраженной у более крупных зерен.

2. Пластическая деформация зерен под давлением, следующая за первой стадией превращения порошка в твердое тело, оказывается большей при прессовке крупнозернистых порошков, чем при прессовке мелкозернистых.

Авторы предполагают, что сопротивление при пластической деформации металла находится под влиянием размерного фактора аналогично сопротивлению, наблюдаемому при изломе металлов. Это влияние размерного фактора сказывается лишь в предельном случае, в области микроскопической структуры металлических тел с размерами микронного порядка.

ОБЪЯСНЕНИЕ РИСУНКОВ

Рис. 1. — Железный порошок, полученный путем восстановления окиси железа водородом (× 300).

Рис. 2. — Железный порошок, полученный путем измельчения каждого осадка электролитного железа.

Рис. 3. — Порошок, образовавшийся в разделяющем сосуде I (65—40 μ).

Рис. 4. — Порошок, образовавшийся в разделяющем сосуде II (40—20 μ).

Рис. 5. — Порошок, образовавшийся в разделяющем сосуде III (30—10 μ).

Рис. 6. — Порошок, перешедший в восходящие струи (ниже 10 μ).

Рис. 7. — Изменение плотности по мере образования зернистости.

Рис. 8. — Изменение плотности и пористости в зависимости от зернистости.

Рис. 9. — Железный порошок (200—150 μ), прессованный под давлением 8 т/см² (×60).

Рис. 10. — Железный порошок (120—100 μ), прессованный под давлением 8 т/см² (×60).

Рис. 11. — Железный порошок (70—60 μ), прессованный под давлением 8 т/см² (×60).

Рис. 12. — Железный порошок (200—150 μ), прессованный под давлением 6 т/см² (×180).

Рис. 13. — Железный порошок (70—60 μ), прессованный под давлением 6 т/см² (×180).

Рис. 14. — Железный порошок (200—150 μ), прессованный под давлением 6 т/см² (×60).

Рис. 15. — Железный порошок (200—150 μ), прессованный под давлением 6 т/см² (×180).

Рис. 16. — Железный порошок (70—60 μ), прессованный под давлением 6 т/см² (×180).

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES QUI ONT LIEU À LA COMPRESSION DES POUDRES MÉTALLIQUES

(RÉSUMÉ)

En étudiant la manière dont quelques-uns des systèmes de poudres de fer pur monogranulaire, se comportent à la compression, on a constaté que la porosité totale des corps obtenus par compression est plus grande dans le cas des poudres fines que dans celui des poudres à grandes particules, les conditions de pression étant identiques. Cette influence des dimensions des particules persiste pour des poudres de fer aux structures différentes et aussi à des pressions différentes. L'examen microscopique des corps pressés étudiés, permet les conclusions suivantes:

1. Le degré d'orientation des particules métalliques sous pression et leur migration vers les vides, dans la première phase de la compression, dépendent, jusqu'à un certain point, des dimensions des particules et sont plus prononcés dans le cas des particules plus grandes.

2. La déformation plastique des particules sous pression, qui suit le premier stade de consolidation de la poudre, est plus importante dans le cas des grandes particules que dans le cas des particules fines.

On émet l'hypothèse que la résistance d'un métal à la déformation plastique est influencée par un facteur dimensionnel, d'une manière analogue à celle de la résistance à la rupture des métaux. Cette influence du facteur dimensionnel n'est sensible que dans le cas limite, dans le domaine microscopique, pour des corps métalliques dont les dimensions sont de l'ordre des microns.

EXPLICATION DES FIGURES

Fig. 1. — Poudre de fer obtenue par la réduction de l'oxyde de fer dans l'hydrogène (× 300).
Fig. 2. — Poudre de fer obtenue par la mouture du dépôt cathodique de fer électrolytique (× 300).
Fig. 3. — Poudre obtenue dans le vase de séparation I (65—40 μ).
Fig. 4. — Poudre obtenue dans le vase de séparation II (40—20 μ).
Fig. 5. — Poudre obtenue dans le vase de séparation III (30—10 μ).
Fig. 6. — Poudre passée en superécoulement (moins de 10 μ).
Fig. 7. — Variation de la densité avec la granulation.
Fig. 8. — Variation de la densité et de la porosité en fonction de la granulation.
Fig. 9. — Poudre de fer (200—150 μ), compression de 8 t/cm² (×60).
Fig. 10. — Poudre de fer (120—100 μ), compression de 8 t/cm² (×60).
Fig. 11. — Poudre de fer (70—60 μ), compression de 8 t/cm² (×60).
Fig. 12. — Poudre de fer (200—150 μ), compression de 6 t/cm² (×180).
Fig. 13. — Poudre de fer (70—60 μ), compression de 6 t/cm² (×180).
Fig. 14. — Poudre de fer (200—150 μ), compression de 6 t/cm² (×60).
Fig. 15. — Poudre de fer (200—150 μ), compression de 6 t/cm² (×180).
Fig. 16. — Poudre de fer (70—60 μ), compression de 6 t/cm² (×180).

BIBLIOGRAFIE

1. J. M. Dallavalle, *Micromeritics — The Technology of Fines Particles*. New York, 1948, cap. VII.
2. R. Kieffer, W. Hotop, *Métallurgie des poudres*. Paris, 1946.
3. Nguyen Thien Chi, Extr. Ann. de Radioélectricité, 1949, t. IV, nr. 17.
4. I. I. Frenkel, *Vvedenie v teoriu metalov*. Leningrad, 1950, cap. XXI, XXII.
5. Burton a. Cabrera, Diss. Farad. Soc., 1949, nr. 5.
6. M. I. Balșin *Poroșkovoie metalovedenie*. Moscova, 1948.
7. N. N. Timoșcenko, *Vvedenie v poroșkovoiu metalurghii*. Moscova, 1947, cap. IV—VI.
8. J. Wulff, *Powder Metallurgy*. Cleveland, 1942.
9. Frantz Skaupy, *Metallkeramik*. Berlin, 1943.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 3—4, 1954

ANALIZA DIMENSIONALĂ. STABILIREA RELAŢIILOR MONOAME ŞI OMOGENE*)

DE

C. STAICU

1. INTRODUCERE

Analiza dimensională este metoda prin care se poate găsi expresia matematică a legii unui fenomen, relaţia ce există între mărimile care intervin în descrierea lui. Desfăşurîndu-se în acest domeniu, ea a reuşit pînă în prezent:

1) Să răspundă la orice problemă dimensională pusă de o relaţie cunoscută (verificarea relaţiei, determinarea semnificaţiei fizice a unui element oarecare, stabilirea valorii ce rezultă pentru o mărime prin schimbarea unităţilor de măsură).

2) Să stabilească forma generală a relaţiei unui fenomen, compusă dintr-un factor adimensional şi un monom dimensional, utilizată în similitudine.

3) Să stabilească expresia matematică a legii fenomenelor în descrierea cărora intervine un număr restrîns de mărimi.

Analiza dimensională are la bază principiul omogeneităţii, conform căruia relaţiile matematice, cu excepţia celor stabilite empiric, sînt valabile numai dacă semnul de egalitate, care desparte cei doi membri, se referă concomitent la valori, unităţi şi dimensiuni.

Principiul omogeneităţii aplicat în analiza dimensională conduce la un număr de ecuaţii egal cu numărul dimensiunilor prezente în ecuaţiile dimensionale ale mărimilor fenomenului studiat. Necunoscutele care apar în aceste ecuaţii sînt exponenţii mărimilor prezente. Sistemele dimensionale utilizate întrunesc un număr restrîns de dimensiuni, în timp ce pentru descrierea fenomenelor din natură avem nevoie de un număr de mărimi mai mare, număr care depăşeşte pe cel al dimensiunilor. Sistemele astfel obţinute au mai puţine ecuaţii decît necunoscute. În această situaţie, sistemele sînt nedeterminate sau admit o infinitate de soluţii matematic posibile, soluţii care conduc la o infinitate de relaţii omogene, dimensional valabile pentru fenomenul studiat. Expresia matematică a legii unui fenomen fiind unică, în condiţiile de mai sus nu poate fi obţinută decît pentru fenomenele în a căror descriere intervine un număr de mărimi cu o unitate mai mare decît numărul dimensiunilor prezente. Această concluzie a fost acceptată de către toţi cei care s-au ocupat cu analiza dimensională şi poate fi găsită în diverse tratate de mecanică sau lucrări care o tratează în mod special.

În baza unui adevăr elementar, conform căruia orice relaţie poate fi ridicată la o putere convenabilă astfel ca toţi exponenţii să fie numere întregi, reuşim ca

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 5 ianuarie 1954.

prin aplicarea principiului omogeneității în această nouă situație, să obținem sisteme diofantiene. Aceste sisteme pot fi rezolvate, iar numărul soluțiilor matematic posibile este redus simțitor prin eliminarea soluțiilor fracționare.

În stadiul actual de dezvoltare a celor ce știm despre relațiile fenomenelor, constatăm că exponenții care însoțesc mărimile au valori mici. Această constatare ne dă posibilitatea să reducem soluțiile matematic posibile la un număr discret de soluții dimensional posibile.

Constatăm de asemenea că în expresia matematică a legii unui fenomen, exponenții prezenți au, în ansamblul lor, cele mai mici valori corespunzătoare ecuațiilor stabilite. Aceste valori, grupate în una din soluțiile sistemului diofantian, corespund realității fizice a fenomenului cercetat.

Valabilitatea rezultatului obținut prin această metodă este confirmată de factorul afectat relației stabilite, care rămîne constant pentru orice situație a fenomenului descris cu mărimile considerate.

2. ELEMENTELE RELAȚIEI

Relația definită ca expresia matematică a legii unui fenomen, scrisă sub forma cea mai generală, se prezintă astfel

$$K_1 A^{a_0/a_1} B^{b_0/b_1} C^{c_0/c_1} \ldots = K_2 P^{p_0/p_1} Q^{q_0/q_1} R^{r_0/r_1} \ldots \qquad (1)$$

Din ea putem deduce elementele componente. Acestea sînt:

1) Mărimile fenomenului notate simbolic prin litere mari. Orice relație trebuie să cuprindă totalitatea mărimilor care intervin în descrierea lui. Prezența unui anumit număr de mărimi face ca fenomenul respectiv să se deosebească calitativ de toate celelalte fenomene, să-l facă realitate individuală în ansamblul fenomenelor prezentate de natură. O mărime oarecare A este dată prin produsul

$$A = a \cdot u \qquad (2)$$

în care a este valoarea mărimii, iar u este unitatea de măsură. De asemenea, orice mărime are o ecuație dimensională.

2) Exponenții mărimilor indicați prin litere mici. Exponenții pot lua diverse valori, care nu depășesc primele 5—6 numere ale sistemului zecimal. În relații, exponenții sînt totdeauna raționali. Forma generală a lor este fracția formată din numere întregi; pot fi numai numere întregi, numere întregi și fracționare, sau numai numere fracționare. Prin ridicarea lor la o putere convenabilă, relațiile care conțin și exponenți fracționari pot fi transformate astfel ca să conțină numai exponenți întregi.

3) Factorul numeric a cărui valoare este constantă. Această valoare nu este schimbată de ordinul de mărime al fenomenului și de situațiile cuprinse între anumite limite, în cazul schimbărilor unui același fenomen. El reprezintă o combinație fără dimensiuni a mărimilor care intervin în descrierea fenomenului.

4) Semnul de egalitate între cei doi membri. Proprietatea lui este satisfăcută integral, în cazul relațiilor matematice, și parțial, în cazul relațiilor empirice, de ansamblul caracteristicilor întrunite de mărimile prezente. Aceste caracteristici ne conduc la relații exacte, numai cînd semnul de egalitate se referă concomitent la valoarea numerică, unitatea de măsură și dimensiuni, care trebuie să fie aceleași de ambele părți ale lui.

3. OBȚINEREA SISTEMELOR DIOFANTIENE

Pentru descrierea unui fenomen, utilizăm un oarecare număr de mărimi. În cazul cînd nu este cunoscută expresia matematică a legii fenomenului respectiv, mărimile utilizate pentru descrierea lui compun funcția implicită

$$F(A, B, C, \ldots P, Q, R, \ldots) = 0 \tag{3}$$

Din studiul calitativ al producerii schimbărilor ce caracterizează fenomenul, putem stabili uneori distribuția mărimilor, care însoțite de exponenți întregi, se grupează de ambele părți ale semnului de egalitate, adică putem stabili relația sub forma

$$K_1 A^a B^b C^c \ldots = K_2 P^p Q^q R^r \ldots \tag{4}$$

Uneori studiul calitativ ne conduce la o relație cu toate mărimile grupate de o singură parte a semnului de egalitate, echivalentă unității, adică

$$K A^a B^b C^c \ldots P^p Q^q R^r \ldots = 1 \tag{5}$$

Această relație este acceptată și pentru fenomenele la care nu a putut fi stabilită distribuția mărimilor, deși au fost studiate calitativ.

Relațiile de mai sus pot exprima integral fenomenele prezentate de natură.

Principiul omogeneității aplicat relațiilor de mai sus, considerate ca cele mai generale pentru fenomenele din natură, conduce la ecuații diofantiene, cu soluții numere întregi pozitive sau negative. Ambele relații în care poziția mărimilor a fost stabilită inițial, în urma studiului calitativ, admit soluții pozitive. Relația (5) acceptată în urma necunoașterii distribuției mărimilor, admite soluții pozitive și negative. Greutatea provenită din fixarea de la început a distribuției mărimilor în cei doi membri ai relației fenomenului, ușurează calculul urmat pentru rezolvarea ecuațiilor care admit numai soluții pozitive.

În unele cazuri, pentru fenomenele ce pot fi cercetate numai prin analiza dimensională și pentru care nu s-a reușit ca prin studiul calitativ să se stabilească poziția mărimilor, iar relația scrisă sub forma (5) conduce la calcule greoaie, se fac toate combinările posibile cu mărimile utilizate la descrierea lui, pentru a avea numai soluțiile pozitive. În această situație calculele vor căpăta o extindere mai mare.

Considerăm relația (4), cu mărimile grupate de ambele părți ale semnului de egalitate

$$K_1 A^a B^b C^c \ldots = K_2 P^p Q^q R^r \ldots \tag{4}$$

Fiecare mărime se exprimă în baza unui sistem dimensional oarecare, printr-o ecuație de forma

$$\begin{aligned} A &= L^{l_1} M^{m_1} T^{t_1} \ldots \\ B &= L^{l_2} M^{m_2} T^{t_2} \ldots \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots \\ P &= L^{l_p} M^{m_p} T^{t_p} \ldots \\ Q &= L^{l_q} M^{m_q} T^{t_q} \ldots \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned} \tag{6}$$

Introducînd aceste ecuaţii în relaţia de mai sus, unde facem abstracţie de factorii numerici K_1 şi K_2, obţinem

$$\begin{aligned}&[L^{l_1} M^{m_1} T^{t_1} \ldots]^a [L^{l_2} M^{m_2} T^{t_2} \ldots]^b \ldots = \\ &[L^{l_p} M^{m_p} T^{l_p} \ldots]^p [L^{l_q} M^{m_q} T^{t_q} \ldots]^q \ldots\end{aligned} \tag{7}$$

sau sub altă formă, în care grupăm dimensiunile

$$\begin{aligned}&L^{l_1 a + l_2 b + \ldots} M^{m_1 a + m_2 b + \ldots} T^{t_1 a + t_2 b + \ldots} = \\ &L^{l_p p + l_q q + \ldots} M^{m_p p + m_q q + \ldots} T^{t_p p + t_q q + \ldots}\end{aligned} \tag{8}$$

Prin aplicarea principiului omogeneităţii, avem sistemul diofantian

$$\begin{aligned}&l_1\ a + l_2\ b + l_3\ c + \ldots = l_p\ p + l_q\ q + l_r\ r \ldots \\ &m_1 a + m_2 b + m_3 c + \ldots = m_p p + m_q q + m_r r \ldots \\ &t_1\ a + {}_2\ b + t_3\ c + \ldots = t_p\ p + t_q\ q + t_r\ r \ldots \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\end{aligned} \tag{9}$$

sau trecînd toţi termenii într-un membru, sistemul capătă forma

$$\begin{aligned}&l_1\ a + l_2\ b + l_3\ c + \ldots - l_p\ p - l_q\ q - l_r\ r \ldots = 0 \\ &m_1 a + m_2 b + m_3 c + \ldots - m_p p - m_q q - m_r r \ldots = 0 \\ &t_1\ a + t_2\ b + t_3\ c + \ldots - t_p\ p - t_q\ q - t_r\ r \ldots = 0\end{aligned} \tag{10}$$

cu toate ecuaţiile nule.

4. OBŢINEREA SOLUŢIILOR NUMERE ÎNTREGI

Conform celor cunoscute din algebră, condiţia necesară şi suficientă pentru existenţa unei soluţii întregi a sistemului diofantian, este ca cel mai mare divizor comun al determinanţilor de gradul d care se pot forma din tabloul coeficienţilor sistemului, să dividă şi determinanţii care se deduc din aceştia, înlocuind succesiv elementele fiecărei coloane cu termenii liberi corespunzători.

În cazul de faţă, tabloul coeficienţilor este

$$\begin{vmatrix} l_1\ l_2\ l_3\ \ldots & -l_p & -l_q & -l_r\ \ldots \\ m_1 m_2 m_3 \ldots & -m_p & -m_q & -m_r \ldots \\ t_1\ t_2\ t_3\ \ldots & -t_p & -t_q & -t_r\ \ldots \\ \ldots\ldots\ldots\ldots & & & \end{vmatrix} \tag{11}$$

Determinanţii de gradul d ce se pot forma sînt

$$\begin{vmatrix} l_1\ l_2\ l_3\ \ldots \\ m_1 m_2 m_3 \ldots \\ t_1\ t_2\ t_3\ \ldots \\ \ldots\ldots\ldots \end{vmatrix} ; \begin{vmatrix} l_2\ l_3\ l_4\ \ldots \\ m_2 m_3 m_4 \ldots \\ t_2\ t_3\ t_4\ \ldots \\ \ldots\ldots\ldots \end{vmatrix} \tag{12}$$

etc.

Toţi determinanţii au valori finite şi admit un divizor comun.

Înlocuind coloanele determinanților de mai sus, cu termenii liberi, obținem altă grupă de determinanți, care vor fi de forma

$$\begin{vmatrix} 0 & l_2 & l_3 \dots \\ 0 & m_2 & m_3 \dots \\ 0 & t_2 & t_3 \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{vmatrix}, \quad \begin{vmatrix} l_1 & 0 & l_2 \dots \\ m_1 & 0 & m_2 \dots \\ t_1 & 0 & t_2 \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} \tag{13}$$

etc.

Toți determinanții astfel obținuți sînt nuli. Sistemul admite întotdeauna soluții. Pentru rezolvarea lui se fac următoarele operații:

1) Căutăm o soluție particulară, soluție care există întotdeauna. Fie ea

$$\begin{aligned} a &= a_1 & p &= p_1 \\ b &= b_1 & q &= q_1 \\ c &= c_1 & &\dots\dots \\ &\dots\dots \end{aligned} \tag{14}$$

2) Căutăm un sistem de întregi α, β, γ care să verifice ecuația

$$a_1\alpha + b_1\beta + c_1\gamma + \dots = 1 \tag{15}$$

3) Cunoscînd întregii α, β, γ formăm ecuația

$$\alpha a + \beta b + \gamma c \dots = x \tag{16}$$

Această ecuație completează sistemul inițial, astfel că obținem

$$\begin{aligned} &l_1 a + l_2 b + l_3 c + \dots - l_p p - l_q q - l_r r \dots = 0 \\ &m_1 a + m_2 b + m_3 c + \dots - m_p p - m_q q - m_r r \dots = 0 \\ &t_1 a + t_2 b + t_3 c + \dots - t_p p - t_q q - t_r t \dots = 0 \\ &\alpha a + \beta b + \gamma c \dots = x \end{aligned} \tag{17}$$

Dacă sistemul astfel completat, avînd $d + 1$ ecuații și m necunoscute, face valabilă relația

$$d + 1 = m \tag{18}$$

îl rezolvăm după o metodă oarecare.

În caz că pentru sistemul astfel completat

$$d + 1 < m, \tag{19}$$

repetăm cele trei operații cu noul sistem omogen, pînă obținem ecuațiile suplimentare necesare paității cerute de principiul cunoscut, al egalității numărului de ecuații cu numărul necunoscutelor.

Orice soluție întreagă, valabilă pentru sistemul (10), conduce la valori întregi pentru parametrii x, y, z ... și reciproc, la fiecare sistem de $m - d$ valori întregi atribuite parametrilor x, y, z, obținem soluții întregi pentru același sistem. Astfel, necunoscutele noastre vor căpăta următoarele valori

$$\begin{aligned} a &= f_1(x, y, z \dots) \\ b &= f_2(x, y, z \dots) \\ &\dots\dots\dots\dots \\ r &= f_r(x, y, z \dots) \end{aligned} \tag{20}$$

Parametrii $x, y, z \ldots$ pot căpăta orice valoare întreagă de la 1 la $+\infty$.

În caz că pornim de la relaţia (5), obţinută astfel în urma studiului calitativ al schimbării, rezolvarea sistemului diofantian obţinut se face ca mai sus.

Dacă însă pornim de la aceeaşi relaţie, acceptată pentru un fenomen, metoda urmată este identică celei de mai sus, însă parametrii $x, y, z \ldots$ capătă valori întregi de la $-\infty$ la $+\infty$.

5. OBŢINEREA SOLUŢIILOR CU VALORI MICI

Numărul soluţiilor întregi, obţinute conform celor de mai sus, se reduce încă odată, prin faptul că exponenţii care apar în expresiile matematice ale legilor după care se produc fenomenele din natură, nu depăşesc primele 5—6 numere pozitive şi negative ale sistemului zecimal. Exponenţii relaţiilor capătă valori limitate atît în cazul cînd sînt numere întregi, cît şi atunci cînd apar sub formă de fracţie.

Parametrii $x, y, z, \ldots$ introduşi suplimentar, capătă aceleaşi valori ca şi unii exponenţi, deoarece ecuaţiile introduse de metoda urmată pentru rezolvarea sistemelor diofantiene se reduc la egalitatea unor necunoscute cu parametrii întrebuinţaţi. Valorile atribuite lor se iau arbitrar în cadrul aceloraşi limite. În acest mod, pentru sistemul dedus din relaţia (4) se fac toate aranjamentele posibile

$$A_m^n = m\,(m-1)\,(m-2)\ldots(m-n+1) \tag{21}$$

în care m este valoarea limită admisă pentru un exponent, iar n este numărul parametrilor introduşi suplimentar.

Pentru sistemul dedus din relaţia (5) se fac toate aranjamentele posibile

$$A_{2m}^n = 2m\,(2m-1)\,(2m-2)\ldots(2m-n+1) \tag{22}$$

deoarece se cercetează şi valorile negative.

În aplicaţii, numărul aranjamentelor se reduce simţitor. Soluţiile obţinute se înscriu într-un tablou de forma următoare

Tabloul nr. 1

x	x_1	x_1	x_1	x_2	x_2	x_2	x_1	x_1	x_1
y	y_1	y_1	y_2	y_1	y_2	y_2	y_1	y_2	y_3
z	z_1	z_2	z_1	z_1	z_2	z_1	z_3	z_3	z_1
a	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9
b	b_1	b_2	b_3	b_4	b_5	b_6	b_7	b_8	b_9

6. OBŢINEREA SOLUŢIEI UNICE

Din tabloul astfel întocmit se elimină toate soluţiile care nu satisfac condiţia impusă, de a fi numere întregi. De asemenea, se elimină toate soluţiile în care apar valori nule pentru unele necunoscute, precum şi soluţiile care nu respectă condiţia de semn impusă sistemelor provenite din relaţia (4).

Soluţia unică a exponenţilor, care vor apare în expresia matematică a legii fenomenului, se găseşte printre coloanele rămase în tabloul întocmit. Valorile expo-

nenților limitate la primele 5—6 numere ale sistemului zecimal se combină astfel, încît exponenții care apar într-o relație oarecare sînt mai mici decît exponenții oricărei alte soluții valabile din tablou. Acești exponenți apar în relația valabilă în cazul fenomenului.

În unele cazuri nu reușim să căpătăm relația unică numai din cercetarea soluțiilor obținute pentru exponenți. Sînt fenomene în a căror descriere intervin mai multe mărimi cu aceeași ecuație dimensională. Cazul frecvent este al fenomenelor descrise cu mai multe lungimi. Pentru aceste situații, este hotărîtor factorul constant care însoțește relațiile. El corectează și influența mărimilor nesezisate la descrierea fenomenului.

7. VALABILITATEA RELAȚIEI CONFIRMATĂ DE FACTORUL CONSTANT

Relația unică, obținută conform celor de mai sus, este însoțită de un factor care rămîne constant pentru fenomenul descris, cu mărimile considerate. Acest factor este o funcție adimensională a mărimilor întrebuințate la descrierea fenomenului. Valoarea lui se determină, considerînd cîteva cazuri practice, cu diverse situații pentru mărimile fenomenului. Valorile cunoscute de la toate mărimile, introduse în relația stabilită, determină diverși factori. Media valorii tuturor factorilor care diferă puțin unii de alții însoțește relația obținută prin această metodă.

În unele cazuri, valoarea factorului constant poate fi determinată utilizînd relații cunoscute pentru fenomenul respectiv.

8. EXEMPLE PENTRU VERIFICAREA METODEI

În tratatele de mecanică sau în lucrări care se ocupă de analiza dimensională, găsim exemple de expresii matematice cunoscute pentru fenomene din cinematică, mecanică, electricitate etc., care pot fi stabilite și pe această cale. În alte tratate, metoda este utilizată incidental în șirul demonstrațiilor ce se fac pentru studierea unui fenomen. Tot acolo se găsesc și exemple menite să arate imposibilitatea de a găsi relațiile fenomenelor descrise, cu un număr de mărimi mai mare cu minimum două unități, decît numărul dimensiunilor prezente.

Ca metodă unică pentru stabilirea unei relații, analiza dimensională a fost utilizată de E i n s t e i n la calculul frecvenței de oscilație a atomilor dintr-un corp. Fenomenul cercetat a condus la rezultat, deoarece descrierea lui întrunește patru mărimi, iar ecuațiile lor dimensionale conțin trei dimensiuni.

Pentru exemplificarea celor expuse, vom da ca exemplu fenomenul de curgere a unui lichid printr-o conductă.

Studiul calitativ al fenomenului ne arată că schimbarea întrunește următoarele mărimi:

V volumul lichidului care se scurge,
D lungimea conductei,
R raza interioară a conductei,
T timpul de scurgere,
P presiunea de pompare,
η vîscozitatea lichidului;

funcția implicită a fenomenului de față va fi deci

$$F(V, D, R, T, P, \eta) = 0. \tag{23}$$

În baza sistemului dimensional lungime, masă, timp utilizat în mecanică, ecuaţiile dimensionale ale mărimilor de mai sus sînt

$$\begin{aligned} V &= L^3 & T &= T \\ D &= L & P &= L^{-1}\ MT^{-2} \\ R &= L & \eta &= L^{-1}\ MT^{-1} \end{aligned} \tag{24}$$

Pentru aceste fenomene avem:
— mărimi prezente $m = 6$
— numărul necunoscutelor $m = 6$
— dimensiuni prezente $d = 3$
— numărul ecuaţiilor $d = 3$
— mărimea care rezultă V.

Studiind mai profund schimbarea ce se produce în cazul acestui fenomen, vom constata că relaţia grupează într-un membru mărimea care rezultă V, iar în celălalt membru, fracţia restului mărimilor repartizate astfel

$$V = \frac{f(R,\ T,\ P)}{f(\eta,\ D)} \tag{25}$$

Afectînd mărimilor exponenţi întregi, relaţia devine

$$V^a \eta^b D^c = KR^d T^e P^f \tag{26}$$

ceea ce înseamnă că am reuşit ca de la început să fixăm poziţia fiecărei mărimi din cele prezente.

Introducînd în (26) ecuaţiile (24), vom avea

$$(L^3)^a (L^{-1} MT^{-1})^b (L)^c = (L)^d (T)^e (L^{-1} MT^{-2})^f, \tag{27}$$

sau, sub altă formă în care grupăm dimensiunile,

$$L^{3a-b+c} M^b T^{-b} = Lk^{d-f} M^f T^{e-2f} \tag{28}$$

Aplicînd principiul omogeneităţii, obţinem sistemul

$$\begin{aligned} 3a - b + c &= d - f \\ b &= f \\ -b &= e - 2f \end{aligned} \tag{29}$$

sau, trecînd toate necunoscutele într-un membru, sistemul devine

$$\begin{aligned} 3a - b + c - d + f &= 0 \\ b - f &= 0 \\ -b - e + 2f &= 0 \end{aligned} \tag{30}$$

O soluţie particulară pentru sistemul (30), soluţie cerută de metoda întrebuinţată pentru rezolvarea sistemelor diofantiene, este dictată de unele ecuaţii ce compun însuşi sistemul de care ne ocupăm . În cazul de faţă din ecuaţia a doua şi ecuaţia a treia a sistemului, obţinem următoarele egalităţi

$$e = 2f - b = 2f - f = f \tag{31}$$

de unde în final avem

$$b = e = f. \tag{32}$$

În această situație, o soluție particulară a sistemului (30) care să țină seamă de egalitatea de mai sus, este următoarea

$$\begin{aligned} a &= -1 \qquad d = -2 \\ b &= -2 \qquad e = -2 \\ c &= 1 \qquad f = -2 \end{aligned} \tag{33}$$

Cu aceste soluții formăm ecuația

$$-\alpha - 2\beta + \gamma - 2\delta - 2\varepsilon - 2\varphi = 1 \tag{34}$$

în care α, β, γ, δ... sînt întregi.

O soluție a acestei ecuații este următoarea

$$\begin{aligned} &\alpha = \beta = \delta = \varepsilon = \varphi = 0 \\ &\gamma = 1 \end{aligned} \tag{35}$$

de unde rezultă că sistemul (30) se completează cu ecuația

$$c = x \tag{36}$$

În această situație, pentru noul sistem avem

$$d + 1 = 4, \tag{37}$$

în timp ce m rămîne neschimbat (m=6). Este necesar deci să repetăm operațiile de mai sus pentru sistemul omogen cu patru ecuații

$$\begin{aligned} 3a - b + c - d + f &= 0 \\ b - f &= 0 \\ -b - e + 2f &= 0 \\ c &= 0 \end{aligned} \tag{38}$$

O soluție particulară a acestui sistem este următoarea:

$$\begin{aligned} a &= 1 \qquad d = 3 \\ b &= 2 \qquad e = 3 \\ c &= 0 \qquad f = 2 \end{aligned} \tag{39}$$

Cu aceste soluții formăm ecuația

$$\alpha + 2\beta + 0\gamma + 3\delta + 2\varepsilon + 2\varphi = 1. \tag{40}$$

O soluție a acestei ecuații este următoarea:

$$\begin{aligned} &\beta = \gamma = \delta = \varepsilon = \varphi = 0 \\ &\alpha = 1, \end{aligned} \tag{41}$$

de unde avem că sistemul se completează cu ecuația

$$a = y \tag{42}$$

Am obţinut astfel

$$d + 1 = 5, \tag{43}$$

m rămînînd ca şi mai sus ($m = 6$).

Repetăm încă odată aceleaşi operaţii pentru sistemul

$$\begin{aligned} 3a - b + c - d + f &= 0 \\ b - f &= 0 \\ -b - e + 2f &= 0 \\ c &= 0 \\ a &= 0. \end{aligned} \tag{44}$$

O soluţie particulară a acestui sistem este următoarea:

$$\begin{aligned} a &= 0 \qquad d = 0 \\ b &= 1 \qquad e = 1 \\ c &= 0 \qquad f = 1. \end{aligned} \tag{45}$$

Cu aceste soluţii formăm ecuaţia

$$0\alpha + \beta + 0\gamma + 0\delta + \varepsilon + \varphi = 1 \tag{46}$$

O soluţie a acestei ecuaţii este următoarea:

$$\begin{aligned} &\alpha = \beta = \gamma = \delta = \varphi = 0 \\ &\varepsilon = 1, \end{aligned} \tag{47}$$

de unde rezultă că sistemul se completează cu ecuaţia

$$e = z \tag{48}$$

Sistemul astfel completat va fi

$$\begin{aligned} 3a - b + c - d + f &= 0 \\ b - f &= 0 \\ -b - e + 2f - 0 &= 0 \\ c &= x \\ a &= y \\ e &= z \end{aligned} \tag{49}$$

cu care înlocuim sistemul (30).

Am capătat un sistem cu şase ecuaţii, care rezolvat ne dă necunoscutele în funcţie de parametrii x, y, z; avem

$$\begin{aligned} a &= y \qquad d = x + 3y \\ b &= z \qquad e = z \\ c &= x \qquad f = z. \end{aligned} \tag{50}$$

Atribuim parametrilor x, y, z diverse valori pozitive, dintre primele trei numere ale sistemului zecimal, făcînd toate aranjamentele posibile cu aceste numere luate în grupe de cîte trei. Obținem tabloul nr. 2.

Tabloul nr. 2

x	1	1	1	2	2	2	1	1	1	1	1	1	2	2
y	1	1	2	1	2	2	2	1	2	3	3	3	1	2
z	1	2	1	1	2	1	2	3	3	1	2	3	3	3
a	1	1	2	1	2	2	2	1	2	3	3	3	1	2
b	1	2	1	1	2	1	2	3	3	1	2	3	3	3
c	1	1	1	2	2	2	1	1	1	1	1	1	2	2
d	4	4	7	5	8	8	7	4	7	10	10	10	5	8
e	1	2	1	1	2	1	2	3	3	1	2	3	3	3
f	1	2	1	1	2	1	2	3	3	1	2	3	3	3

Nu este necesar să dăm o mai mare amploare acestui tablou, pentru alte valori atribuite parametrilor x, y, z, deoarece exponenții ar căpăta valori prea mari.

Conform celor stabilite anterior, din soluțiile de mai sus, dimensional posibile, recunoaștem prima coloană a tabloului, cu cele mai mici valori pentru necunoscute ca soluție fizic valabilă pentru fenomenul considerat. Relația de legătură între mărimi va fi deci

$$V = K\frac{PR^4T}{\eta D}, \tag{51}$$

așa cum a fost dată de Poiseuille.

Cu acest exemplu, considerăm că metoda dimensională, condusă conform celor stabilite aici, poate să ne furnizeze expresia matematică a legii unui fenomen, ori cît de mare ar fi numărul mărimilor care intervin la descrierea lui.

РАЗМЕРНЫЙ АНАЛИЗ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОДНОЧЛЕННЫХ И ОДНОРОДНЫХ СООТНОШЕНИЙ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

В настоящем сообщении излагаются новые соображения, приводящие к отысканию одночленного и однородного соотношения закона любого явления. При помощи разбираемого метода находится математическое выражение закона любого явления — не только относящегося к описанным явлениям с ограниченным числом величин, обусловленных числом установленных уже измерений — так как уравнения, полученные путем применения принципа однородности, являются уравнениями диофантова типа с целыми решениями. Эти решения имеют и другие характеристики, приводящие к определению единого соотношения, соответствующего исследованному явлению. Правильность метода доказывается примером.

L'ANALYSE DIMENSIONNELLE. ÉTABLISSEMENT DES RELATIONS MONÔMES ET HOMOGÈNES

(RÉSUMÉ)

On expose une nouvelle méthode permettant de trouver la relation monôme et homogène de la loi d'un phénomène. La méthode trouve l'expression mathématique de la loi de tout phénomène — non seulement des phénomènes décrits avec un nombre restreint de grandeurs, dicté par le nombre des dimensions présentes — étant donné que les équations fournies par l'application du principe de l'homogénéité sont du type diophantien, aux solutions entières. Ces solutions présentent également d'autres caractéristiques qui conduisent à la détermination de la relation unique, correspondant au phénomène étudié. On démontre, par un exemple, que cette méthode est valable.

BIBLIOGRAFIE

1. Onicescu O., Galbură Gh., *Algebră (Pentru rezolvarea sistemelor diofantiene)*. București, 1948, vol. I, p. 129—138.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 3—4, 1954

LEGEA ACŢIUNII ELECTRODINAMICE A LUI AMPÈRE ÎN LUMINA TEORIEI RELATIVITĂŢII GENERALIZATE*)

STUDIU ISTORICO-METODOLOGICO-ŞTIINŢIFIC

DE

TEOFIL T. VESCAN

Motto: « Oricare ar fi cauza fizică la care vom raporta fenomenele produse prin această acţiune, formula obţinută va rămînea întotdeauna expresiunea faptelor ».

24 noiembrie 1823 A. M. AMPÈRE

(Extras dintr-un memoriu rămas nepublicat în timpul vieţii lui Ampère, editat de Societatea franceză de fizică în : Collection de Mémoires sur la Physique, *t. III, p. 5, 1887).*

André-Marie Ampère a făcut cunoştinţă cu descoperirea lui Oersted în ziua de luni 11 septembrie 1820, cînd Arago a repetat experienţele acestuia la şedinţa obişnuită a Academiei de ştiinţe. Cu o săptămînă mai tîrziu, Ampère a demonstrat, în acelaşi loc, că acţiunea curentului electric se extinde şi asupra unui alt curent. « Faptul că Ampère a putut, în interval de o săptămînă, să dezvolte principiile fundamentale şi teoria electromagnetismului (conchide d-rul Crooker cu ocazia centenarului acestei descoperiri), este unul din succesele cele mai strălucite din istoria ştiinţelor ».

Formulele obţinute de Ampère şi în special formula acţiunii ponderomotrice dintre două elemente de curent, înseamnă începutul unei lungi discuţii asupra legii fundamentale a electrodinamicii, la care au luat parte, între alţii, în primul rînd, din Germania: Gauss, W. E. Weber, Helmholtz, Zöllner, Clausius, F. E. Neumann, C. Neumann, Budde, Hankel, F. Grassmann, Riemann şi Sommerfeld; din Rusia: Jacobi, Lenz, Bobylev, Chwolson; din Anglia: Maxwell, W. Thomson, Tait şi Forbes; iar din Franţa: Liouville, Mathieu, J. Bertrand, H. Poincaré, P. Duhem precum şi o serie de alţi oameni de ştiinţă mai puţin cunoscuţi. Materialul interesantei discuţii, prezentat de E. Hoppe [1] şi de autorii ruşi O. D. Chwolson [2] **) şi P. K. Kudriavţev [3], dovedeşte, ceea ce rezultă de altfel şi din celelalte tratate care se ocupă, în mod obişnuit, cu electrodinamica şi electromagnetismul, că nelămuririle acestei discuţii nu au fost puse la punct niciodată, fiind date cu încetul uitării, în special de cărţile mai moderne, care tratînd electricitatea pe baza teoriei lui Maxwell, lasă, în general, la o parte acest însemnat capitol al teoriei electricităţii.

---

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 23 martie 1954.

**) p. 797—828.

Dezvoltarea de astăzi a teoriei relativităţii restrînse şi generalizate permite însă să se clarifice şi această chestiune, în care părerile contradictorii au avut loc, după cum vom vedea, din cauza modului cu totul particular în care s-a tratat această chestiune, independent de electrodinamica corpurilor în mişcare şi independent de teoria electronilor, deşi C h w o l s o n remarcă următoarele: « din punct de vedere electronic, s-ar putea da azi preferinţă, dintre legile electrodinamice, celor ale lui Grassmann şi Clausius, luînd în considerare totodată şi noţiunea propagării în timp a acţiunilor electrice » [2]*), fără a dezvolta această idee, care înseamnă, în fond, a reduce acţiunea electrodinamică dintre elementele de curent la interacţiunea unor electroni în mişcare, ţinînd seamă totodată şi de faptul că această acţiune nu este o acţiune la distanţă (« actio in distans »), ci o acţiune care se propagă din aproape în aproape (« vis a tergo »), cu ajutorul mediului care separă aceşti electroni şi modifică sensibil această interacţiune. Un punct de vedere analog este susţinut şi de către F. Z e r n e r [4]. Am mai avut ocazia să relevăm într-o lucrare a noastră anterioară [5], necesitatea de a clarifica nelămuririle asupra legii electrodinamice. Acum dorim să revenim asupra acestui subiect, cu mai multe amănunte, pentru a scoate în relief că numai forma completă, relativistă a legii electrodinamice, permite ridicarea contradicţiilor legate de formulele lui Ampère, Gauss, Weber, Grassmann şi Clausius, care sînt doar o primă aproximare, la nivelul experienţelor şi teoriilor din secolul al XIX-lea, a forţei ponderomotrice dintre două elemente de curent.

★

Dintre problemele care au fost ridicate cu ocazia discuţiilor asupra acţiunii electrodinamice a două elemente de curent, relevăm următoarele:

I. Existenţa mai multor formulări, cu proprietăţi adesea neverosimile pentru legea electrodinamică, se dovedeşte analizînd lucrările lui A m p è r e, din care vom constata că el a ajuns [6] la prima formulare a legii electrodinamice (în memoriul său fundamental din 10 iunie 1822), plecînd de la următoarele *ipoteze*:

1. Pentru a determina acţiunea $\delta \vec{f}_{12}$ a unui circuit închis, parcurs de un curent uniform, asupra unui element de curent $\vec{ds}_2$, parcurs de un curent uniform, este suficient să compunem acţiunea elementelor $\vec{\delta s}_1$ ale acestui circuit, asupra elementului $\vec{ds}_2$.

2. Acţiunea dintre cele două elemente de curent (de mai sus) $\vec{\delta s}_1$ şi $\vec{ds}_2$ este o forţă dirijată de-a lungul dreptei care le uneşte, forţă ce satisface principiul acţiunii şi al reacţiunii.

3. Acţiunea elementului $\vec{\delta s}_1$ asupra elementului $\vec{ds}_2$ este o funcţie de intensităţile I_1 şi I_2 ale acestor curenţi, de lungimile lor δs_1 şi ds_2, precum şi de situaţia relativă a acestor două elemente de curent **).

C o r o l a r. Din această ipoteză se deduce foarte uşor că acţiunea dintre cele două elemente de curent creşte proporţional cu intensităţile lor [7] ***).

4. Două elemente de curent $MM_1' = \delta s_1'$ şi $MM'' = \delta s_1''$, de aceeaşi lungime, parcurse de un curent de aceeaşi intensitate, exercită asupra elementului $P'P'' = ds_2$ aceeaşi acţiune, dacă sînt simetrice faţă de planul $MP'P''$.

Din aceste ipoteze se poate deduce că forţa de interacţiune dintre cele două elemente de curent este o funcţie uniformă a variabilelor r, θ, θ' şi ε, de forma

$$\delta f_{12} = I_1 I_2 \delta s_1 ds_2 f(r, \theta, \theta', \varepsilon)$$

*) p. 823.
**) Vom presupune că intensităţile sînt exprimate în unităţi electromagnetice.
***) p. 311 şi 309–322.

unde r este distanța P_1P_2 dintre elementele δs_1 și ds_2, iar

$$\theta = \sphericalangle (\overrightarrow{\delta s_1},\ \overrightarrow{P_1P_2})$$

$$\theta' = \sphericalangle (\overrightarrow{P_2P_1},\ \overrightarrow{ds_2})$$

$$\varepsilon = \sphericalangle (\overrightarrow{\delta s_1},\ \overrightarrow{ds_2}).$$

În ipoteza că f variază invers proporțional cu o anumită putere a distanței și că două elemente de curent paralele, de același sens, perpendiculare pe dreapta care le unește, se atrag, Ampère găsește pentru forța elementară expresia

$$\delta f_{12} = 2\,\frac{I_1 I_2 \delta s_1 ds_2}{r^2}\left(\cos\varepsilon - \frac{3}{2}\cos\theta\cos\theta'\right) \qquad (1)$$

folosindu-se și de următoarele date experimentale:

1. Dacă un curent închis și uniform parcurge conturul unei arii cu două fețe, avînd toate dimensiunile infinit mici, acțiunea acestui contur, asupra unui element de curent oarecare, tinde spre zero în același timp cu produsul lungimii elementului care suferă acțiunea prin aria care îmbrățișează circuitul ce acționează.

2. Acțiunea unui curent închis și uniform asupra unui element de curent oarecare este normală acestui element [8] *).

3. În două sisteme electrodinamice asemănătoare, acțiunile, care se exercită între două elemente omoloage, sînt aceleași, dacă intensitățile curenților care traversează conductorii sînt aceleași.

Menționăm că ipoteza ultimă, mai precis un caz particular al acestei ipoteze, a fost indicată de Ampère ca teoremă (consecință), deși în demonstrație se folosea de o altă ipoteză asupra acțiunii reciproce a doi curenți perpendiculari. Analiza adîncă și completă a acestor ipoteze a fost făcută în lucrarea indicată a lui Duhem. Nici H. Poincaré și nici *Handbuch der Physik* nu dau o demonstrație riguroasă.

Observăm, de asemenea, că legea a fost denumită de Ampère *electrodinamică*, spre a o deosebi de acțiunile pur electrostatice sau de cele electromagnetice, indicîndu-se clar că este vorba de interacțiunile electricității în mișcare: «numele exprimă că fenomenele de atracție și repulsie, care o caracterizează, sînt produse de electricitatea în mișcare în conductorii voltaici, pe cînd atracțiile și repulsiile cu totul diferite ale electricității ordinare, nu presupun decît o inegală distribuție a celor două fluide electrice în repaus, în corpurile unde se manifestă» [9] **).

Legea dată de Ampère a fost supusă unei critici, semnalîndu-se, între altele, următoarele:

a) Nu există o verificare empirică directă a acțiunii unui element de curent asupra unui alt element de curent, experiențele lui Ampère însuși, precum și acelea ale lui Faraday [10], Lenz [11] și Forbes [12] fiind cu totul neconvingătoare, chiar și în cazul unui curent rectiliniu.

b) Cînd elementele δs_1 și ds_2 sînt paralele

$$\varepsilon = 0\ ,\quad \theta = \theta'$$

$$\delta f_{12} = 2\,\frac{I_1 I_2 \delta s_1 ds_2}{r^2}\left(1 - \frac{3}{2}\cos^2\theta\right)$$

*) p. 166. J. Bertrand arată că această lege experimentală implică prima «principiul curenților sinuoși», denumire dată acestei legi experimentale.

**) p. 239.

ele se atrag, dacă $|\cos\theta| < \sqrt{\frac{2}{3}}$

se resping, cînd $|\cos\theta| > \sqrt{\frac{2}{3}}$

şi nu acţionează unul asupra celuilalt cînd $|\cos\theta| = \sqrt{\frac{2}{3}}$.

Acest rezultat este cu totul neverosimil, fapt care a fost relevat pentru prima oară de Grassmann [13].

c) Forţa elementară nederivînd dintr-un potenţial funcţie numai de distanţă, ci depinzînd şi de unghiurile θ, θ' şi ε, acest fapt duce la concluzia existenţei unui cuplu, care tinde să rotească elementele celor două circuite. Problema existenţei acestui cuplu a dat naştere la o controversă nu pe deplin lămurită, la care au luat parte J. Bertrand, Helmholtz, H. Poincaré şi Chwolson, bibliografia discuţiei fiind indicată de Chwolson [2]*). În controversă se prevede producerea sau cheltuirea unui lucru mecanic fără ca distanţa să varieze, elementul de curent revenind în mod exact, după rotire, la situaţia sa iniţială, fapt care pare să fie în contradicţie cu principiul conservării energiei.

II. Dar, problema centrală a discuţiei a fost existenţa mai multor legi diferenţiale, care pentru circuite închise, dădeau, în general, acelaşi rezultat, ca şi legea lui Ampère. Însuşi Ampère a prevăzut că sînt posibile mai multe legi diferenţiale, echivalente formulei (1). Una din aceste forme echivalente indicată de Ampère a fost regăsită de Reynard [14], care a crezut că este o expresie necunoscută:

$$\delta f_{12} = \frac{I_1 I_2 \delta s_1 ds_2}{r^2} \sin\theta \cos\mu, \tag{2}$$

unde μ este unghiul lui $\overrightarrow{ds_2}$ cu planul $(\overrightarrow{\delta s_1}, \overrightarrow{r})$.

În notele postume ale lui Gauss [15] **) se indică legea

$$\left.\begin{aligned} X' &= \frac{1}{r^3}\left\{\xi\left[(y'-y)\eta' + (z'-z)\zeta'\right] - (x'-x)(\eta\eta' + \zeta\zeta')\right\} \\ Y' &= \frac{1}{r^3}\left\{\eta\left[(z'-z)\zeta' + (x'-x)\xi'\right] - (y'-y)(\zeta\zeta' + \xi\xi')\right\} \\ Z' &= \frac{1}{r^3}\left\{\zeta\left[(x'-x)\xi' + (y'-y)\eta'\right] - (z'-z)(\xi\xi' + \eta\eta')\right\} \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

unde X', Y', Z' sînt componentele forţei elementare care acţionează din partea elementului ds (ξ, η, ζ) asupra elementului ds' (ξ', η', ζ'), iar (x, y, z) respective (x', y', z') sînt coordonatele punctelor unde se găsesc elementele de curent.

Tot în notele sale postume, Gauss indică [15]***) şi o altă formulare a legii electrodinamice. Presupunînd că într-un circuit voltaic se mişcă cu viteze egale, dar în direcţii opuse, sarcini electrice de semne contrarii e_1 şi $-e_1$, iar în celălalt

*) p. 810, 826, 827.
**) p. 604.
***) p. 616.

circuit sarcinile (masele) electrice e_2 și $-e_2$, tot în direcții opuse și cu viteze egale ca mărime, acțiunea a două elemente de circuit este prezentată ca rezultatul celor patru interacțiuni exercitate de aceste sarcini electrice, două cîte două, unde la interacțiunea electrostatică se adaugă și un termen depinzînd de viteză, întrucît, după Gauss,

$$\delta f_{12} = \frac{e_1 e_2}{r^2}\left\{1 + k\left[u^2 - \frac{3}{2}\dot{r}^2\right]\right\}, \tag{4}$$

unde

$$u^2 = (\dot{x}_2 - \dot{x}_1)^2 + (\dot{y}_2 - \dot{y}_1)^2 + (\dot{z}_2 - \dot{z}_1)^2$$

este viteza relativă a celor două sarcini e_1 și e_2. În operele postume se indică data de 19 mai 1835 pentru descoperirea acestei formule, fără nici o altă demonstrație. Menționăm că forțele propuse de Gauss nu derivă dintr-un potențial.

În anul 1837, W. Weber, profesor al Universității din Göttingen, este demis din funcția sa de profesor, deoarece protestează împreună cu o serie de colegi împotriva violării constituției de către rege. Timp de mai mulți ani de zile, rupt de activitatea didactică, se dedică cercetării științifice, ca mai tîrziu, în 1843, să ocupe o catedră la Lipsca. În acest interval de timp elaborează profundele sale cercetări cu privire la electricitate, dorind să unifice legile de bază ale electrostaticii, electromagnetismului, electrodinamicii și inducției (legea lui Lenz). Rezultatele cercetărilor sale le publică în mai multe articole, și anume prima parte în 1846 [16]. Ca și legea lui Gauss și legea electrodinamică a lui Weber este o lege punctuală, la care se poate ajunge independent de formula (1) a lui Ampère, admițînd că interacțiunea este reprezentată atît în funcție de viteza radială, cît și în funcție de accelerație. Forța de interacțiune trebuie să depindă de o putere pară a lui $\dot{r}$, căci forța nu-și schimbă sensul cînd ambele curente își schimbă direcția; ea trebuie să depindă de asemenea și de accelerație, căci două sarcini în mișcare acționează una asupra celeilalte și atunci cînd viteza lor relativă este nulă. Weber găsește deci

$$\delta f_{12} = \frac{e_1 e_2}{r^2}\left[1 + k\left(r\ddot{r} - \frac{1}{2}\dot{r}^2\right)\right]. \tag{5}$$

Ea derivă din potențialul

$$\delta \Psi_w = -\frac{e_1 e_2}{r}\left[\frac{k}{2}\dot{r}^2 - 1\right]. \tag{6}$$

Avem într-adevăr

$$-\frac{d}{dr}(\delta \Psi_w) = -\frac{e_1 e_2}{r^2}\left[\frac{k}{2}\dot{r}^2 - 1\right] + \frac{k e_1 e_2}{2r}\frac{d}{dr}(\dot{r}^2) = \frac{e_1 e_2}{r^2}\left[1 - \frac{k}{2}\dot{r}^2 + kr\dot{r}\frac{d\dot{r}}{dr}\right]$$

$$\text{și cu } \frac{d\dot{r}}{dr} = \frac{d\dot{r}}{dt}\frac{dt}{dr} = \frac{\ddot{r}}{\dot{r}}$$

$$-\frac{d}{dr}(\delta \Psi_w) = \frac{e_1 e_2}{r^2}\left[1 - \frac{k}{2}\dot{r}^2 + kr\ddot{r}\right] = \delta f_{12}.$$

Determinarea constantei k a fost efectuată de Weber în colaborare cu R. Kohlrausch [17]. Ei au găsit $k = \frac{2}{c^2}$.

Obiecţiunile principale împotriva legii lui Weber au fost următoarele:

a') Neconcordanţa legii cu principiul conservării energiei (Tait, Thomson) şi cu legea inducţiei. Aceste obiecţiuni au fost înlăturate de mai mulţi autori.

b') O obiecţiune încă nelămurită a lui Helmholtz, care se referă la faptul că *dacă particulele electrizate se mişcă cu viteza luminii*, avem $\dot{r}=c$, $\delta\forall_w=0$; $\delta f_{12}=0$ şi deci *forţa electrodinamică anulează forţa electrostatică*, lucru considerat extrem de curios de însuşi Hoppe.

c') O altă obiecţiune a lui Helmholtz [18] se referă la faptul că, dacă se scrie integrala primă a ecuaţiei, se găseşte succesiv $m\ddot{r}=\delta f_{12}$

$$\frac{m}{2}\dot{r}^2+\frac{e_1e_2}{r}\left[1-\frac{k}{2}\dot{r}^2\right]=\text{const.}=A,$$

adică

$$\frac{\dot{r}^2}{2}\left[m-\frac{ke_1e_2}{r}\right]=A-\frac{e_1e_2}{r},$$

respectiv

$$\dot{r}=\pm\sqrt{2\frac{Ar-e_1e_2}{mr-ke_1e_2}},$$

ceea ce arată că $\dot{r}$ ar putea deveni infinit pentru

$$r=\frac{ke_1e_2}{m}. \tag{7}$$

d') O altă obiecţiune, care de altfel este valabilă şi pentru unele din formulele anterioare, este aceea că aceste formule ar exprima punctul de vedere al acţiunii la distanţă, în loc de a admite punctul de vedere al acţiunii mijlocite, care a fost acceptat în mod just de majoritatea zdrobitoare a fizicienilor, după apariţia lucrărilor lui Maxwell asupra teoriei electricităţii şi magnetismului.

În 1865 H. Grassmann indică formula (întrezărită de el în 1843) (citat de Duhem [7] *))

$$\vec{\delta f}_{12}=\frac{I_1I_2}{r^3}\left[\vec{\delta s}_1\times\left(\vec{ds}_2\times\vec{r}\right)\right], \tag{8}$$

pentru acţiunea ponderomotrică a elementului de curent $I_1\vec{\delta s}_1$ asupra elementului de curent $I_2\vec{ds}_2$, în timp ce

$$\vec{\delta f}_{12}=-\frac{I_1I_2}{r^3}\left[\vec{ds}_2\times\left(\vec{\delta s}_1\times\vec{r}\right)\right] \tag{9}$$

exprimă acţiunea lui $\vec{ds}_2$ asupra lui δs_1. În mod vizibil, forţa elementară nu satisface principiul acţiunii şi al reacţiunii, ci doar forţa integrală. Totodată el contestă valabilitatea celorlalte legi.

Menţionăm în sfîrşit că într-o scrisoare a lui Gauss adresată lui Weber la data de 19 mai 1845 [15] **), acesta presupune că acţiunea electrodinamică nu este instantanee, ci se propagă ca şi lumina.

*) p. 271.
**) p. 629.

Reluînd această idee, R i e m a n n dă în 1861, în lecțiile sale cu privire la teoria potențialului, o expresie a potențialului puțin diferită de aceea a lui W e b e r.

C l a u s i u s ridicîndu-se împotriva ipotezei dualistice, după care în circuit sarcinile electrice se mișcă în sensuri contrarii, deduce legea electrodinamică din potențialul

$$\delta W_R = \frac{e_1 e_2}{r}\left[\dot{x}_1\dot{x}_2 + \dot{y}_1\dot{y}_2 + \dot{z}_1\dot{z}_2 - c^2\right], \tag{10}$$

care s-a dovedit a fi un caz particular al potențialului întîrziat al lui Wiechert-Liénard din teoria electronilor [19], [20], [21], ceea ce dovedește că, în fond, la baza formulei lui Riemann stă de fapt ideea propagării potențialului.

III. Menționăm că diferiți autori au arătat concordanța și echivalența parțială a acestor diferite legi. Se știe că formula lui Gauss este echivalentă cu aceea a lui Weber [8] cu condiția ca vitezele de deplasare ale sarcinilor să fie constante. Într-adevăr, dacă

$$r^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2) \tag{11}$$

atunci avem în mod succesiv

$$r\dot{r} = (x_1 - x_2)(\dot{x}_1 - \dot{x}_2) + (y_1 - y_2)(\dot{y}_1 - \dot{y}_2) + (z_1 - z_2)(\dot{z}_1 - \dot{z}_2) \tag{12}$$

$$r\ddot{r} + \dot{r}^2 = (\dot{x}_1 - \dot{x}_2)^2 + (\dot{y}_1 - \dot{y}_2)^2 + (\dot{z}_1 - \dot{z}_2)^2 + (x_1 - x_2)(\ddot{x}_1 - \ddot{x}_2) +$$

$$+ (y_1 - y_2)(\ddot{y}_1 - \ddot{y}_2) + (z_1 - z_2)(\ddot{z}_1 - \ddot{z}_2)$$

și în ipoteza

$$\dot{x}_i = \text{const.}, \quad \dot{y}_i = \text{const.} \quad \dot{z}_i = \text{const.}$$

$$r\ddot{r} + \dot{r}^2 = u^2 = (\dot{x}_1 - \dot{x}_2)^2 + (\dot{y}_1 - \dot{y}_2)^2 + (\dot{z}_1 - \dot{z}_2)^2, \tag{13}$$

ceea ce arată că expresia legii lui Gauss este identică cu aceea a lui Weber:

$$r\ddot{r} - \frac{1}{2}\dot{r}^2 = u^2 - \dot{r}^2 - \frac{1}{2}\dot{r}^2 = u^2 - \frac{3}{2}\dot{r}^2.$$

M a t h i e u arată într-un memoriu publicat în 1880 în Annales scientifiques de l'École normale supérieure că, admițînd că orice curent este format din mișcarea egală și în sensuri opuse a celor două feluri de electricitate, acțiunea dintre moleculele electrizate se compune din două părți: una care ne dă funcția de forță a lui Weber și alta care conține o funcție arbitrară. Însă această a doua parte dispare în interacțiunea celor două elemente de curent, încît rezultatul final este tot legea lui Ampère pentru acțiunea celor două elemente de curent. În acest fel, concordanța lor este demonstrată.

Noi putem să arătăm această echivalență plecînd de la legea lui Gauss.

Vom evalua interacțiunea lui

a) e_1 cu e_2, e_1 avînd viteza v_1;

b) $-e_1$ cu e_2, $-e_1$ avînd viteza $-v_1$;

c) e_1 cu $-e_2$, $-e_2$ avînd viteza v_2;

și în sfîrșit aceea a lui

d) $-e_1$ cu $-e_2$, $-e_2$ avînd viteza $-v_2$.

După legea lui Gauss, în primul caz

$$f_G = \frac{e_1 e_2}{r^2}\left[1 + k\left(u^2 - \frac{3}{2}\dot{r}^2\right)\right], \tag{14}$$

de asemenea

$$u^2 = v_1^2 + v_2^2 - 2 v_1 v_2 \cos \varepsilon$$

şi

$$\dot{r} = v_1 \cos \theta + v_2 \cos (\pi - \theta') = v_1 \cos \theta - v_2 \cos \theta'.$$

Prin urmare în cazul *a)*, avem

$$(f_G)_a = \frac{e_1 e_2}{r^2}\left[1 + k (v_1^2 + v_2^2 - 2 v_1 v_2 \cos \varepsilon) - \frac{3k}{2} (v_1 \cos \theta - v_2 \cos \theta')^2\right]. \quad (15)$$

Cazul *b)* se deduce din cel precedent, făcînd schimbările

$$e_1 \to - e_1, \quad v_1 \to - v_1 \quad , \quad \theta \to \pi - \theta.$$

Cazul *c)* se deduce din cazul *a)*, făcînd schimbările

$$e_2 \to - e_2 \quad , \quad v_2 \to - v_2 \quad , \quad \theta' \to \pi - \theta.$$

În sfîrşit, cazul *d)* se deduce din cazul *c)*, prin schimbările

$$e_1 \to - e_1 \quad , \quad v_1 \to - v_1 \quad , \quad \theta \to \pi - \theta.$$

Obţinem în acest fel

$$(f_G)_b = - \frac{e_1 e_2}{r^2}\left[1 + k (v_1^2 + v_2^2 + 2 v_1 v_2 \cos \varepsilon) - \frac{3k}{2} (v_1 \cos \theta + v_2 \cos \theta')^2\right], \quad (16)$$

$$(f_G)_c = - \frac{e_1 e_2}{r^2}\left[1 + k (v_1^2 + v_2^2 + 2 v_1 v_2 \cos \varepsilon) - \frac{3k}{2} (v_1 \cos \theta + v_2 \cos \theta')^2\right], \quad (17)$$

$$(f_G)_d = \frac{e_1 e_2}{r^2}\left[1 + k (v_1^2 + v_2^2 - 2 v_1 v_2 \cos \varepsilon) - \frac{3k}{2} (-v_1 \cos \theta + v_2 \cos \theta')^2\right] \quad (18)$$

şi prin însumare

$$\delta f_G = (\delta f_G)_a + (\delta f_G)_b + (\delta f_G)_c = (\delta f_G)_d =$$

$$= \frac{e_1 e_2}{r^2}[- 8 k v_1 v_2 \cos \varepsilon + 12 v_1 v_2 \cos \theta \cos \theta'], \quad (19)$$

adică

$$\delta f_G = - \frac{(e_1 v_1)(e_2 v_2)}{r^2} 8k\left[\cos \varepsilon - \frac{3}{2} \cos \theta \cos \theta'\right],$$

care, pe lîngă o valoare convenabilă a lui k, trece în formula lui Ampère, notînd pe $e_1 v_1$ cu I_1 şi $e_2 v_2$ cu I_2.

Putem să arătăm şi mai uşor concordanţa formulei (3) a lui G a u s s cu aceea a lui G r a s s m a n n. Într-adevăr, expresia dublului produs vectorial

$$\vec{ds_2} \times (\vec{ds_1} \times \vec{r})$$

din legea lui G r a s s m a n n, se poate scrie, după o formulă cunoscută din calculul vectorial,

$$\vec{ds_2} \times (\vec{ds_1} \times \vec{r}) = \vec{ds_1} (\vec{r} \cdot \vec{ds_2}) - \vec{r} (\vec{ds_1} \cdot \vec{ds_2})$$

și atunci (8) devine, de exemplu pentru componenta în direcția Ox,

$$(\delta f_{12})_x = \delta X = \frac{I_1 I_2}{r^3}\left[\delta x_1 [(x_1 - x_2)\, dx_2 + (y_1 - y_2)\, dy_2 + (z_1 - z_2)\, dz_2] - \right.$$

$$\left. - (x_1 - x_2)(\delta x_1\, dx_2 + \delta y_1\, dy_2 + \delta z_1\, dz_2)\right],$$

adică tocmai formula (3) indicată de Gauss*). Este de mirare că nu s-a observat pînă acum această concordanță și de ce poartă în literatura științifică formula (8), denumirea de legea lui Grassmann. Ar fi mai potrivit să se numească legea lui Gauss-Grassmann.

Helmholtz în al său *Curs de fizică teoretică* și Ig. Tamm [22] arată modalitatea de a trece de la formula lui Ampère la aceea a lui Grassmann, în anumite condiții. Demonstrațiile se pot modifica în așa fel, încît să ne dăm seama mai bine de condițiile în care se produce concordanța (echivalența) celor două formule. Să plecăm de la legea lui Grassmann, pe care să o dăm sub forma indicată de Gauss, și anume pentru componenta în direcția axei Ox

$$\delta X = \frac{I_1 I_2}{r^3}\left[\delta x_1 \left\{(x_1 - x_2)\, dx_2 + (y_1 - y_2)\, dy_2 + (z_1 - z_2)\, dz_2\right\} + \right.$$

$$\left. + (x_2 - x_1)\, \delta s_1\, ds_2 \cos\varepsilon\right]. \qquad (20)$$

Să însumăm acțiunea tuturor elementelor δs_1 în punctul de coordonate (x_2, y_2, z_2), unde se găsește elementul ds_2. În timpul integrării, cantitățile (x_2, y_2, z_2) sînt constante. Vom avea succesiv, prin integrări prin părți,

$$X = \oint_{(s_1)} \frac{I_1 I_2}{r^3}\left[\delta (x_1 - x_2)\{\ldots\} + (x_1 - x_2)\, \delta s_1\, ds_2 \cos\varepsilon\right],$$

$$X = \left[\frac{I_1 I_2}{r^3}(x_1 - x_2)\{\ldots\}\right] + \oint_{(s_1)} \frac{I_1 I_2}{r^3}(x_1 - x_2)\, \delta s_1\, ds_2 \cos\varepsilon -$$

$$- \oint_{(s_1)} (x_1 - x_2)\, I_1 I_2\, \delta\left[\{\ldots\}\frac{1}{r^3}\right];$$

partea integrată este nulă, iar restul ne dă

$$X = \oint_{(s_1)} \frac{I_1 I_2}{r^3}(x_1 - x_2)\, \delta s_1\, ds_2 \cos\varepsilon -$$

$$- \oint_{(s_1)} I_1 I_2 (x_1 - x_2)\left\{-\frac{1}{r^3}(\delta x_1\, dx_2 + \delta y_1\, dy_2 + \delta z_1\, dz_2) - \frac{3\delta r}{r^4}\{\ldots\}\right\}$$

și prin substituția evidentă

$$\delta x_1\, dx_2 + \delta y_1\, dy_2 + \delta z_1\, dz_2 = \delta s_1\, ds_2 \cos\varepsilon,$$

în mod succesiv

$$X = 2\oint_{(s_1)} \frac{x_1 - x_2}{r^3} I_1 I_2\, \delta s_1\, ds_2 \cos\varepsilon + \oint_{(s_1)} \frac{3 I_1 I_2 (x_1 - x_2)}{r^4}\{(x_1 - x_2)\, dx_2 + \ldots\}\delta r,$$

$$X = 2\oint_{(s_1)} \frac{x_1 - x_2}{r^3} I_1 I_2 \left\{\delta s_1\, ds_2 \cos\varepsilon + \frac{(x_1 - x_2)\, dx_2 + (y_1 - y_2)\, dy_2 + (z_1 - z_2)\, dz_2}{r} \cdot \frac{3\delta r}{2}\right\}.$$

*) Se identifică notațiile: $\delta s_1 \equiv ds$; $\delta s_2 \equiv ds'$; $(\xi, \eta, \zeta) \equiv (\delta_{x_1}, \delta_{y_1}, \delta_{z_1})$; $(x, y, z) \equiv (x_1, y_1, z_1)$; etc.

Dar, avem

$$\vec{ds_2} \cdot \vec{r} = r\, ds_2 \cos(\pi - \theta') = -r \cos\theta'\, ds_2 = (x_1 - x_2)\, dx_2 + (y_1 - y_2)\, dy_2 + (z_1 - z_2)\, dz_2,$$

deci formula anterioară devine

$$X = 2 \oint_{(s_1)} \frac{x_1 - x_2}{r} \cdot \frac{I_1 I_2}{r^2} \left\{ \delta s_1\, ds_2 \cos\varepsilon - \frac{3}{2} \delta r\, ds_2 \cos\theta' \right\}.$$

Observînd, în sfîrşit, că

$$\frac{\delta r}{\delta s_1} = \cos\theta,$$

obţinem

$$X = 2 \oint_{(s_1)} \frac{x_1 - x_2}{r} \cdot \frac{I_1 I_2}{r^2} \left\{ \delta s_1\, ds_2 \cos\varepsilon - \frac{3}{2} \delta s_1\, ds_2 \cos\theta \cos\theta' \right\},$$

$$X = 2 \oint_{(s_1)} \frac{(I_1 \delta s_1)(I_2 ds_2)}{r^2} \left\{ \cos\varepsilon - \frac{3}{2} \cos\theta \cos\theta' \right\} \frac{x_1 - x_2}{r}.$$

Un calcul analog ne dă pentru componentele în direcţia Oy şi Oz

$$Y = 2 \oint_{(s_1)} \frac{(I_1 \delta s_1)(I_2 ds_2)}{r^2} \left\{ \cos\varepsilon - \frac{3}{2} \cos\theta \cos\theta' \right\} \frac{y_1 - y_2}{r},$$

$$Z = 2 \oint_{(s_1)} \frac{(I_1 \delta s_1)(I_2 ds_2)}{r^2} \left\{ \cos\varepsilon - \frac{3}{2} \cos\theta \cos\theta' \right\} \frac{z_1 - z_2}{r},$$

şi deci pentru întreaga forţă ponderomotrică, ţinînd seama de faptul că $\frac{x_1 - x_2}{r}$, $\frac{y_1 - y_2}{r}$ şi $\frac{z_1 - z_2}{r}$ sînt nişte cosinuşi directori

$$f = 2 \oint_{(s_1)} \frac{I_1 \delta s_1 \cdot I_2 ds_2}{r^2} \left[\cos\varepsilon - \frac{3}{2} \cos\theta \cos\theta' \right]. \tag{21}$$

Legea aceasta integrală are elementul diferenţial

$$2 \frac{I_1 \delta s_1 \cdot I_2 ds_2}{r^2} \left(\cos\varepsilon - \frac{3}{2} \cos\theta \cos\theta' \right), \tag{22}$$

care este tocmai formula lui Ampère. Este clar deci că echivalenţa celor două formule, aceea a lui Grassmann şi a lui Ampère, se produce numai pentru acţiunea integrală, căci nu avem dreptul de a trece de la (21) la (22). Într-adevăr, orice funcţie arbitrară, adăugată lui (22), a cărei integrală curbilinie este nulă, va da aceeaşi lege integrală. Problema aceasta, a funcţiei arbitrare, a fost studiată de mai mulţi autori şi în particular de către D u h e m.

D u h e m arată că legea lui Ampère reprezintă în mod exact acţiunea unui curent uniform asupra unui element de curent uniform, dar nu ne dă în mod exact

acțiunea sa asupra unui element de curent neuniform, oarecare, deși Gauss arătase deja [15]*) că dacă presupunem acțiunea dintre cele două elemente, dirijată de-a lungul dreptei care unește aceste două elemente, nu există decît un singur fel de exprimare a legii elementare electrodinamice. De asemenea, P. Le Cordier [23] arată că, dacă se consideră doi curenți, presupuși realizați la nevoie în mod rigid, nu există, în general, decît o singură exprimare a legii elementare, cu condiția ca acțiunea unui element de curent asupra altuia să fie reprezentată printr-o forță aplicată în mijlocul elementului. Aceste teoreme exclud, în fond, caracterul arbitrar al acțiunii elementare și îi dau o bază fizică serioasă. Totuși, influențat de idealismul fizic, lucru menționat în repetate rînduri de Lenin [24]**), P. Duhem, care combate «cu cea mai mare energie concepția mecano-atomistă a naturii», contestă orice sens fizic acțiunii dintre două elemente de curent.

Într-adevăr, P. Duhem afirmă că «*acțiunea unui element de curent asupra unui alt element de curent* are un sens pur convențional.... acțiunea mutuală a două elemente de curent trebuie să fie privită ca o pură abstracție [7]***), dovedind că este pe drept cuvînt considerat ca un adept al școalei energetice-conceptualiste, care are drept scop, după A. Rey (citat de V. I. Lenin [24]****), să clădească «o teorie pur abstractă, ce elimină pe cît este posibil ipoteza materiei».

Vom vedea însă că *fizica modernă, teoria electronilor și teoria relativității*, interpretînd în mod just acțiunea a două elemente de curent, ca acțiunea a doi ioni (sau mai mulți) în mișcare, *dă o bază materială sigură legii electrodinamice a lui Ampère*, dînd un răspuns strălucit idealismului filozofic, îmbrăcat în haina «conceptualismului» și a «convenționalismului», explicînd totodată toate controversele și răspunzînd totodată și la obiecțiunile *a'*, *b'*, *c'* și *d'*, indicate mai sus.

★

IV. Aplicînd metoda indicată de noi [25] în 1948 și extinsă într-o altă lucrare, de la interacțiunile unor mase punctiforme în mișcare, la interacțiunea între două sarcini electrice în mișcare după teoria relativității generalizate, am arătat [5] că fenomenul se studiază cu ajutorul unui ds^2 de forma

$$ds^2 = c^2\left(1 - \frac{\lambda}{r}\right)dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{\lambda}{r}} - r^2\,d\theta^2, \tag{23}$$

cu

$$\lambda = \frac{2ze^2}{m_0\,c^2} = 0{,}56277.10^{-12}\,z, \tag{24}$$

r și θ fiind coordonatele polare ale lui ze în raport cu $-e$. Scriind ecuațiile lui Euler, ecuațiile extremelor, corespunzătoare lui

$$\varphi = c^2\left(1 - \frac{\lambda}{2}\right)A'^2 - \frac{r'^2}{1 - \frac{\lambda}{r}} - r^2\,\theta'^2, \tag{25}$$

*) p. 628.
**) p. 349–352.
***) p. 267 și 276.
****) p. 299.

se găsesc relaţiile

$$\begin{cases} r^2\,\theta' = F = \text{const.} \\ c^2\left(1-\dfrac{\lambda}{2}\right)t' = E = \text{const.} \\ \text{cu } \theta' = \dfrac{d\theta}{ds},\ r' = \dfrac{dr}{ds},\ t' = \dfrac{dt}{ds} \end{cases} \tag{26}$$

şi după aceasta, prin eliminarea constantelor arbitrare, mai întîi la relaţiile

$$r^2\,\dot{\theta} = c^2\,\frac{F}{E}\left(1-\frac{\lambda}{r}\right) \tag{27}$$

şi

$$\frac{\dot{r}^2}{1-\dfrac{\lambda}{r}} + r^2\dot{\theta}^2 = c^2\left[\left(1-\frac{\lambda}{r}\right) - \frac{c^2}{E^2}\left(1-\frac{\lambda}{r}\right)^2\right], \tag{28}$$

obţinem în acest fel

$$\frac{d}{dt}\left(r^2\,\dot{\theta}\right) = \frac{2\lambda\dot{r}\,\dot{\theta}}{1-\dfrac{\lambda}{r}} = r\left(r\,\ddot{\theta} + 2\,\dot{r}\,\dot{\theta}\right) \tag{29}$$

şi apoi

$$\ddot{r} - r\,\dot{\theta}^2 = -\frac{\lambda c^2}{2}\left[1-\frac{\lambda}{r} - \frac{3\,\dot{r}^2}{c^2\left(1-\dfrac{\lambda}{r}\right)}\right] - \lambda\,\dot{\theta}^2. \tag{30}$$

Ecuaţiile de mişcare, în coordonate carteziene, se obţin prin eliminarea lui $\cos\theta$ şi $\sin\theta$ din relaţiile

$$x = r\cos\theta\ ,\quad \dot{x} = \dot{r}\cos\theta - r\dot{\theta}\sin\theta,$$

$$x = \left(\ddot{r} - r\,\dot{\theta}^2\right)\cos\theta - \left(r\,\ddot{\theta} + 2\dot{r}\,\dot{\theta}\right)\sin\theta,$$

încît se ajunge la

$$\ddot{x} = \left(\ddot{r} - r\,\dot{\theta}^2\right)\frac{x}{r} + \left(r\,\ddot{\theta} + 2\,\dot{r}\,\dot{\theta}\right)\frac{\dot{x} - \dfrac{\dot{r}\,x}{r}}{r\,\dot{\theta}}$$

(şi altul analog pentru componente în direcţia axei Oy); de unde, prin folosirea expresiilor (29) şi (30) ajungem la ecuaţiile

$$m_0\,\ddot{x} = -\frac{ze^2}{r^2}\left[1-\frac{\lambda}{r} + \frac{2u^2}{c^2} - \frac{2\,\dot{r}^2}{c^2} - \frac{\dot{r}^2}{c^2\left(1-\dfrac{\lambda}{r}\right)}\right]\frac{x}{r} + \frac{\lambda\,\dot{r}\,\dot{x}\,m_0}{r\,(r-\lambda)}, \tag{31}$$

$$m_0\,\ddot{y} = -\frac{ze^2}{r^2}\left[1-\frac{\lambda}{r} + \frac{2u^2}{c^2} - \frac{2\,\dot{r}^2}{c^2} - \frac{\dot{r}^2}{c^2\left(1-\dfrac{\lambda}{r}\right)}\right]\frac{y}{r} + \frac{\lambda\,\dot{r}\,\dot{y}\,m_0}{r\,(r-\lambda)}. \tag{32}$$

Acțiunea ponderomotrică a unui element de curent $-ze = I_1 \delta s_1$ asupra unui alt element de curent $e = I_1 ds_2$ se exprimă deci printr-o acțiune radială de mărime

$$(\delta fr)_{1,2} = \frac{I_1 I_2}{r^2}\left(1 - \frac{\lambda}{r} + \frac{2u^2}{c^2} - \frac{2\dot{r}^2}{c^2} - \frac{\dot{r}^2}{c^2\left(1 - \frac{\lambda}{r}\right)}\right)\delta s_1\, ds_2 \tag{33}$$

și una tangențială

$$(\delta ft)_{1,2} = \frac{2zc^2\dot{r}}{c^2 r\left(-\frac{2zc^2}{m_0 c^2}\right)} = -\frac{2I_1 I_2 \delta s_1\, ds_2}{c^2 r\,(r-\lambda)}. \tag{34}$$

Este clar că legea lui Gauss (4) și (14) este un caz particular al acestei formule, care se obține din (33), prin neglijarea unor termeni precum și a componentei tangențiale și prin înlocuirea în numărătorul ultimului termen al expresiei lui $(\delta fr)_{1,2}$ a lui $c^2\left(1 - \frac{\lambda}{r}\right)$ prin c^2. Este de altfel natural că într-o primă aproximație, avem

$$(\delta fr)_{1,2} = \frac{I_1 I_2}{r^2}\left[1 - \frac{\lambda}{r} + \frac{2u^2}{c^2} - \frac{3\dot{r}^2}{c^2}\right]\delta s_1\, ds_2 \tag{35}$$

și

$$(\delta ft)_{1,2} = -\frac{2I_1 I_2 \delta s_1\, ds_2}{c^2 r^2}. \tag{36}$$

Legea lui Weber rezultă de asemenea din această formulă mai generală a forței ponderomotrice. Într-adevăr, dacă în expresia cartezianăa forței lui Weber

$$m_0 \ddot{x} = m_0 \frac{x}{2}\left\{\frac{\partial}{\partial r}(\delta \forall_w) - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial}{\partial \dot{r}}[\delta \forall_w]\right)\right\} = -\frac{ze^2 x}{r^3}\left[1 + \frac{2r\ddot{r} - \dot{r}^2}{c^2}\right] \tag{37}$$

facem schimbarea de variabilă

$$r\ddot{r} = -\dot{r}^2 + u^2 + x\ddot{x} + y\ddot{y}, \tag{38}$$

care este rezultatul derivării succesive a lui

$$r^2 = x^2 + y^2, \tag{39}$$

adică a formulelor

$$r\dot{r} = x\dot{x} + y\dot{y} \tag{40}$$

$$r\ddot{r} + \dot{r}^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + x\ddot{x} + y\ddot{y}, \tag{41}$$

în care se pune

$$u^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2, \tag{42}$$

atunci se obține sistemul de ecuații în $\ddot{x}$, și $\ddot{y}$

$$m_0 \ddot{x} = -\frac{ze^2 x}{r^3}\left[1 + \frac{2u^2 + 2x\ddot{x} + 2y\ddot{y} - 3\dot{r}^2}{c^2}\right], \tag{43}$$

$$m_0 \ddot{y} = -\frac{ze^2 y}{r^3}\left[1 + \frac{2u^2 + 2y\ddot{y} + 2x\ddot{x} - 3\dot{r}^2}{c^2}\right], \tag{44}$$

care rezolvat în raport cu $\ddot{x}$ şi y ne dă

$$m_0 \ddot{x} = -\frac{ze^2}{r^2}\left(\frac{x}{r}\right)\frac{1+\dfrac{2u^2-3\dot{r}^2}{c^2}}{1+\dfrac{\lambda}{r}} = -\frac{ze^2}{r^2}\left\{1+\frac{2u^2-3\dot{r}^2}{c^2}+\ldots\right\}\frac{x}{r}, \qquad (45)$$

respectiv

$$m_0 y = -\frac{ze^2}{r^2}\left\{1+\frac{2u^2-3\dot{r}^2}{c^2}+\ldots\right\}\frac{y}{r}. \qquad (46)$$

Or, în mod vizibil, această formulă, echivalentă cu aceea a lui Weber, este un caz particular al legii forţei ponderomotrice relativiste. Fără să intrăm în alte detalii, putem să lămurim acum, pe rînd, toate obiecţiunile ridicate în legătură cu legea lui Ampère, echivalentă în fond, în anumite condiţii, cu celelalte formule ale acţiunii ponderomotrice.

Obiecţiunea a. Verificarea legii lui Ampère se reduce, pentru cazul interacţiunii dintre elemente de curent, la verificarea legii relativiste de interacţiune dintre sarcinile în mişcare. Toată electrodinamica relativistă constituie de fapt o verificare a acestei legi.

Obiecţiunea b. Forţa ponderomotrică nu se anulează pentru unghiul dat de $|\cos\theta| = \sqrt{\frac{2}{3}}$, căci forţa ponderomotrică are, pe lîngă termenul lui Ampère, şi o serie de alţi termeni care sînt neglijaţi în legea elementară, aproximativă, a lui Ampère.

Obiecţiunea c. Acelaşi răspuns, menţionînd în plus faptul că, prin eliminarea unghiurilor, forţa ponderomotrică (22) va rezulta dintr-un principiu variaţional,

$$\delta \int dS = 0,$$

echivalent cu

$$\delta \int \frac{e_1 e_2}{r - \dfrac{\vec{v}_2 \cdot \vec{r}}{c}}\left[1-\frac{1}{c^2}\left(\vec{v}_1 \cdot \vec{v}_2\right)\right] dt = 0,$$

care conduce la legea lui Clausius.

Obiecţiunea d şi anume că aceste legi ar exprima acţiunea la distanţă, cade, deoarece fiind cazuri particulare ale legii relativiste (35—36), ele sînt proprietăţi locale, legate de valoarea lui ds^2 din acel loc, întreaga acţiune propagîndu-se din aproape în aproape.

Forţa ponderomotrică apare ca o lege de interacţiune între corpuri materiale, sarcini electrice în mişcare, de aceea interacţiunea dintre două elemente de curent nu este ceva «convenţional», sau o «pură abstracţie» a unui cercetător.

Deoarece obiecţiunea *a')* a fost lămurită de mai mulţi autori, nu o mai menţionăm.

Ne vom ocupa însă de obiecţiunea *b')* a lui Helmholtz. Faptul că pentru $\dot{r} = c$ potenţialul lui Weber se anulează, nu are nimic surprinzător. Viteza luminii are rolul de viteză limită, are rolul de punct nodal. Un electron care s-ar mişca cu viteza luminii ar pierde după acest rezultat caracteristicile sale ponderomotrice, forţa electrodinamică anulînd pe aceea electrostatică. Aceasta ar însemna că la viteza $\dot{r} = c$, se produce o transformare calitativă a electronului. Deşi chestiunea nu este încă pe deplin lămurită, *convingerea noastră este că electronii, la această viteză, se transformă în fotoni.*

În sfîrșit, obiecțiunea *c')* își pierde cu totul sensul, căci distanța la care interacțiunea a două sarcini elementare ar trebui să dea viteză infinită, ar fi după (7) și

$$k = \frac{2}{c^2} \quad , \quad r = \frac{2e_1 e_2}{m_0 c^2} \, ,$$

adică prin înlocuirea datelor numerice

$$r \cong \frac{z}{2} 10^{-12} \text{ cm.}$$

Or, acest punct ar fi în general în interiorul sau la suprafața electronului, cu raza maximum 10^{-12}cm. Acest lucru este deci imposibil la obișnuitele sarcini electrice. Am înlăturat și am lămurit în acest fel toate aceste obiecțiuni. Mai important este însă că am dat formulele care exprimă forța ponderomotrică a două elemente de curent după teoria relativității, cu generalitatea necesară în această chestiune.

Astăzi, cînd definiția unității de intensitate de curent se face la noi, conform STAS 862—49, nu după amperul internațional, ci după unitatea absolută (bazată pe curentul constant care, menținut în doi conductori, paraleli, rectilinii, de lungime practic infinită și de secțiune circulară neglijabilă, așezați la o distanță de un metru unul de altul, în vid, și care produce între acești doi conductori o forță de 2×10^{-7} newtoni pe metrul de lungime), deci, cînd definiția unității de intensitate se bazează în ultimă instanță pe legea lui Ampère, problema dezbătută de noi devine deosebit de importantă.

Brylinski a arătat în 1946 că interacțiunea dintre conductorii rectilinii permite determinarea cu precizie uimitoare a amperului absolut, dezvoltînd amănunțit calculele pentru doi conductori rectilinii [26].

Prin lucrarea noastră am arătat bazele relativiste ale justei formule electrodinamice a lui Ampère, formula clasică fiind un caz particular a celei relativiste, caz particular valabil în condiții obișnuite.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ ЗАКОН АМПЕРА В СВЕТЕ ОБОБ-ЩЕННОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

НАУЧНО-МЕТОДОЛОГО-ИСТОРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

Автор указывает, что все противоречия и теоретические трудности в связи с электродинамическим законом Ампера могут быть устранены, если придать этому закону форму по принципу относительности; формулы Ампера, Гаусса, Вебера и Гроссманна суть частные случаи, в основе эквивалентные, относительного закона.

LA LOI ÉLECTRODYNAMIQUE D'AMPÈRE À LA LUMIÈRE DE LA THÉORIE DE LA RELATIVITÉ GÉNÉRALISÉE

ÉTUDE HISTORIQUE, MÉTHODOLOGIQUE ET SCIENTIFIQUE

(RÉSUMÉ)

L'Auteur montre que toutes les contradictions et difficultés théoriques élevées au sujet de la loi électrodynamique d'Ampère sont écartées, en donnant à cette loi une forme relativiste. Les formules d'Ampère, Gauss, Weber et Grossmann sont prouvées être des cas particuliers, équivalents, de la loi relativiste.

BIBLIOGRAFIE

1. E. Hoppe, *Histoire de la Physique*. 1928, p. 534—540, 577—587 şi 590—592.
2. O. D. Chwolson, *Traité de Physique*. Paris, 1913, t. IV.
3. P. K. Kudriavţev, *Istoria fiziki*. Moscova. 1948, p. 392—396, 474—477.
4. F. Zerner, *Handbuch der Physik*. Berlin, 1927, vol. XII, p. 21, 29—35.
5. T. T. Vescan, Studii şi cercetări de fizică, t. II, nr. 3—4, iulie-decembrie 1951, p. 295—311.
6. A. M. Ampère, Annales de chimie et de physique, 1822, t. 20, p. 60 şi 414; Mémoires de l'Académie de Paris, 2, 1823, t. 6, p. 175 şi 387.
7. P. Duhem, *Leçons sur l'Electricité et le Magnétisme*. Paris, 1892, t. III.
8. J. Bertrand, *Leçons sur la théorie mathématique de l'électricité*. Paris, 1890, p. 183 şi urm.
9. A. M. Ampère, Mem. rel. à la physique, 1885, t. II.
10. M. Faraday, Quarterly Journal of Science, 1822, vol. 12, p. 416; Gilb. Ann., 1822, vol. 72, p. 127.
11. H. Lenz, Pogg. Ann., 1833, vol. 47, p. 461.
12. Forbes, Philosophical Mazagin, 1861, seria a 4-a, vol. 21, p. 81.
13. H. Grassmann, Pogg. Annalen, 1845, vol. 64, p. 1.
14. Reynard, Annales de chimie et de physique, 1870, seria a 4-a, t. XIX, p. 272; C. R., Paris, 1868, t. 67, p. 886.
15. Gauss, *Werke*. 1877, t. V.
16. E. Weber, *Abhandlungen über elektrodynamische Massbestimungen*, 1846; retipărită 1890. I. Abh. *Insbesondere über ein allgemeines Grundgesetz der elektrischen Wirkungen*, p. 99 (în formă prescurtată: Poggendorff's Annalen, 1848, vol. 73, p. 193—240, în special p. 229).
17. R. Kohlrausch u. E. Weber, *Zurückführung der Stromintensitätsmessungen auf mechanisches Mass*, in Abhandlungen über elektrokynamischen Massbestimmungen, IV, 1857, retipărită în 1889.
18. Helmholtz, Crelles Journal, 1870, vol. 72; Wissenchaftliche Abhandlungen, 1882, vol. I, p. 545.
19. B. Riemann, Pogg. Annalen, 1867, vol. 131, p. 237.
20. Clausius, Pogg. Annalen, 1875, vol. 156, p. 657.
21. F. Zerner, *Die Elektronentheorie*, in *Handbuch d. Phys.*, 1927, vol. XII, p. 201—202.
22. Ig. Tamm, *Bazele teoriei electricităţii*. Ed. tehnică, Bucureşti, 1952, p. 242 şi p. 761.
23. P. Le Cordier, Journal de Liouville, 1884, seria a 3 a, t. X, p. 95.
24. V. I. Lenin, *Materialism şi empiriocriticism*. Ed. P.M.R., 1948.
25. T. T. Vescan, Acta Bolyaiana, Cluj, 1948, t. II, fasc. 1, p. 12 şi urm.
26. E. Brylinski, C. R., 1946, t. 223, p. 378 şi 453.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V. nr. 3—4, 1954

DISTRIBUŢIA LINIILOR DE FORŢĂ ÎN CÎMPURILE MAGNETIC ŞI ELECTRIC ŞI A LINIILOR DE CURENT ÎNTR-UN CONDUCTOR DE SECŢIUNE VARIABILĂ*)

DE

N. VASILESCU-KARPEN

Referindu-mă la importanţa practică a cunoaşterii distribuţiei liniilor de forţă sau de inducţie magnetică pentru studiul maşinilor dinamo, am enunţat în 1902 [1], următorul principiu, destinat să faciliteze trasarea liniilor de inducţie magnetică:

A. *Într-un mediu magnetic, supus acţiunii unui număr oarecare de forţe magnetomotoare, distribuţia liniilor de inducţie este astfel, încît energia intrinsecă a mediului să fie maximă.*

Principiul este echivalent cu ecuaţia de continuitate $\Delta V = 0$, singura relaţie care determină distribuţia potenţialului V, deci a liniilor de forţă, dar care este practic inutilizabilă.

Demonstraţia pe care am dat-o atunci acestui principiu, arătînd echivalenţa lui cu ecuaţia de continuitate $\Delta V = 0$, îmi pare astăzi criticabilă.

Iată o altă demonstraţie, cu caracter intuitiv, care se poate extinde la toate cîmpurile magnetice şi electrice.

Să considerăm mai întîi (fig. 1) cazul unei singure forţe magnetomotoare, adică un circuit de rezistenţă R, în care o baterie de f.e.m. E, produce curentul $J_1 = \frac{E}{R}$.

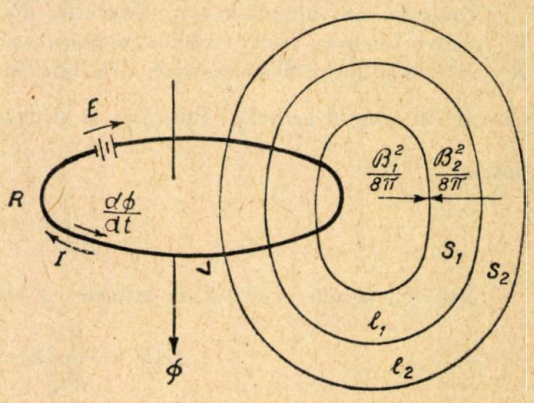


Fig. 1

Fluxul magnetic străbătînd circuitul este $\Phi_1 = \frac{4\pi I_1}{\mathfrak{R}_1}$, $\mathfrak{R}$ fiind reluctanţa circuitului magnetic.

Dar care este valoarea lui $\mathfrak{R}_1$, care este valoarea cîmpului în fiecare punct sau, ceea ce este acelaşi lucru, care este traseul exact al liniilor de forţă?

---

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 12 octombrie 1954.

Să trasăm aproximativ aceste linii de forţă, formînd o infinitate de tuburi subţiri de forţă. Această distribuţie aproximativă a liniilor de forţă, poate fi considerată ca o distribuţie reală, dacă ne închipuim că pereţii despărţitori ai tuburilor sînt impermeabili la liniile de forţă.

Fluxul φ străbătînd fiecare tub poate fi calculat în modul obişnuit; $\varphi = \frac{4\pi I}{\sum \frac{l}{s}}$,

iar fluxul total străbătînd circuitul este $\Phi = \sum \varphi = \frac{4\pi I}{\mathfrak{R}}, \frac{1}{\mathfrak{R}} =$

$= \sum \frac{1}{\sum \frac{l}{s}}$.

Inducţia $B = \frac{\varphi}{s}$, este continuă de-a lungul tuburilor, dar este în general discontinuă de la un tub la altul.

Liniile de forţă, în fiecare tub, se resping cu presiunea $\frac{B^2}{8\pi}$ [2][1]).

Peretele despărţitor dintre 2 tuburi adiacente este deci supus la presiunea rezultantă, $\frac{B_1^2 - B_2^2}{8\pi}$.

Dacă pereţii impermeabili sînt şi mobili şi flexibili, ei se vor mişca sub acţiunea acestei presiuni în direcţia $B_1 - B_2$, executînd în timpul dt, travaliul $d\tau$.

Energia echivalentă acestui travaliu, $d\tau$, trebuie procurată fireşte, de bateria E; pentru aceasta însă, trebuie neapărat ca prin mişcarea pereţilor, reluctanţa $\mathfrak{R}$ să scadă şi fluxul Φ să crească, căci numai astfel, E poate produce energie. În adevăr, în timpul creşterii fluxului, se produce în circuit f.e.m. $-\frac{d\Phi}{dt}$, şi curentul devine

$$I = \frac{1}{R}\left(E - \frac{d\Phi}{dt}\right).$$

Energia totală produsă de baterie, în timpul dt, este

$$EIdt = \frac{E}{R}\left[E - \frac{d\Phi}{dt}\right]dt,$$

şi efectul Joule este

$$dJ = RI^2\,dt = \frac{1}{R}\left[E^2 + \left(\frac{d\Phi^2}{dt}\right) - 2E\frac{d\Phi}{dt}\right]dt,$$

iar energia liberată de E, peste efectul Joule, este

$$dU = EJ \qquad dJ = Id\Phi - \frac{1}{R}\left(\frac{d\Phi}{dt}\right)^2 dt.$$

[1]) p. 116 şi 133.

Dacă R și deci E sînt destul de mari pentru a menține curentul I cît mai constant și vecin de $I_1 = \frac{E}{R}$; se vede că pentru ca dV să fie pozitiv, trebuie ca $d\Phi$ să fie pozitiv, adică trebuie ca Φ să crească și deci reluctanța $\mathfrak{R}$ să scadă.

Mișcarea pereților sub presiunea $\frac{B_1^2 - B_2^2}{8\pi}$ continuă, scăzînd reluctanța $\mathfrak{R}$, mărind fluxul Φ și energia W, pînă cînd $B_1 = B_2$; cînd B este continuu în tot cîmpul, $\mathfrak{R}$ ajunge la valoarea minimă $\mathfrak{R}_1$, fluxul și energia la valorile lor maxime

$$W_1 = \frac{1}{2} I_1 \quad \Phi_1 = 2\pi \frac{I_1^2}{\mathfrak{R}_1},$$

iar distribuția liniilor de forță este cea reală.

Principiul se găsește astfel demonstrat, în cazul forței magnetomotoare unice.

A'. *Să considerăm cazul unui număr oarecare de forțe magnetomotoare*, adică de circuite E_1, I_1; E_2, I_2, etc, străbătute de fluxurile Φ_1, Φ_2 etc.; pentru ca f.e.m E_1, E_2 etc. să poată produce energia corespunzătoare lucrului $d\tau$, *trebuie neapărat* ca

$$I_1 d\Phi_1' + I_2 d\Phi_2' + \ldots > 0,$$

Φ_1' Φ_2' etc. fiind fluxurile corespunzătoare distribuției aproximative. Deci trebuie ca energia

$$W = \frac{1}{2}\left[I_1 \Phi'_1 + I_2 \Phi'_2 + \ldots\right] = 2\pi\left(\frac{I_1^2}{\mathfrak{R}_1'} + \frac{I_2^2}{\mathfrak{R}_2'} + \ldots\right)$$

să crească, pînă cînd, $d\tau$ se anulează, cînd fluxurile și reluctanțele ating valorile Φ_1, Φ_2 etc, respectiv $\mathfrak{R}_1$, $\mathfrak{R}_2$, etc., corespunzînd la W maxim.

$$W_1 = \frac{1}{2}\left[I_1 \Phi_1 + I_2 \Phi_2 + \ldots\right] = 2\pi\left[\frac{I_1^2}{\mathfrak{R}_1} + \frac{I_2^2}{\mathfrak{R}_2} + \ldots\right]$$

și cînd distribuția liniilor de forță este cea reală.

B. *Cazul cînd cîmpul magnetic este dat de un magnet permanent.*

Să trasăm aproximativ liniile de forță. În acest caz fluxul Φ, parcurgînd circuitul magnetic, rămîne practic constant, în timpul mișcării liniilor și al lucrului, pentru că magnetul permanent, datorită curenților particulari ai lui Ampère, este echivalent cu un circuit *fără rezistență* [2*], parcurs de un curent I.

Energia cîmpului este dată tot de expresia

$$W = \frac{1}{2} \Phi I.$$

Energia dW, echivalentă cu lucrul $d\tau$, de data aceasta, nu poate fi procurată deci de însăși energia W; reluctanța circuitului magnetic trebuie deci neapărat să scadă pentru ca — fluxul Φ fiind constant — curentul I să scadă cu dI, astfel ca energia să scadă cu $dW = \frac{1}{2} \Phi dI = d\tau$.

*) p. 167.

Pereţii tuburilor continuă să se mişte pînă cînd $d\tau = 0$, cînd B devenind continuu peste tot, reluctanţa, curentul şi energia ajung la valorile lor minime

$$\mathfrak{R}_1, \quad I_1 = \frac{\Phi R_1}{4\pi,} \text{ şi}$$

$$W_1 = \tfrac{1}{2}\,\Phi\, I_1 = \frac{\Phi^2}{8\pi} R_1$$

iar distribuţia liniilor de forţă este cea reală.

Aşadar şi în cazul de faţă, ca şi în cazul A, distribuţia reală a liniilor de forţă corespunde tot la un *minimum* al reluctanţei circuitului magnetic, însă la un *minimum* al energiei cîmpului (în loc de un maximum).

B'. *În cazul cînd cîmpul magnetic este datorit mai multor magneţi permanenţi*, de fluxuri constante Φ_1, Φ_2 etc., energia cîmpului *trebuie neapărat* să scadă pentru a alimenta lucrul $d\tau$, pînă cînd acest lucru devine nul, cînd curenţii şi reluctanţele ating valorile I_1, I_2 etc, $\mathfrak{R}_1$, $\mathfrak{R}_2$ etc. corespunzînd la minimul de energie

$$W_1 = \frac{1}{2}\left[\Phi_1 I_1 + \Phi_2 I_2 + \ldots\right] = \frac{1}{8\pi}\left(\Phi_1^2 \mathfrak{R}_1 + \Phi_2^2 \mathfrak{R}_2 + \ldots\right)$$

şi cînd distribuţia liniilor este cea reală.

Distribuţia liniilor de forţă ale cîmpului electrostatic

Principiile precedente relative la cîmpul magnetic îşi au analogele lor în cîmpul electrostatic.

C. *Cazul a 2 conductori* (fig. 2) *legaţi la polii unei baterii de f.e.m. E.*

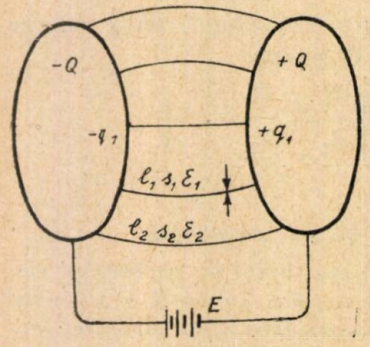


Fig. 2

Să trasăm în mod aproximativ liniile de forţă, determinînd o infinitate de tuburi de forţă, subţiri.

Putem considera această distribuţie a liniilor de forţă, ca o distribuţie reală dacă presupunem pereţii tuburilor impermeabili la liniile de forţă.

Fiecare tub determină [2]*), la suprafaţa conductorilor, cîte o sarcină elementară

$$\pm q = \pm \frac{E}{\Sigma \frac{l}{s}}.$$

Sarcina totală este

$$Q = \Sigma q = CE$$

$C = \sum \frac{1}{\Sigma \frac{l}{s}}$ fiind capacitatea condensatorului, determinată de distribuţia aproximativă a liniilor de forţă. Cîmpul de-a lungul unui tub

$$\varepsilon = \frac{4\pi q}{s}$$

este continuu, dar este discontinuu de la un tub la altul.

*) p. 243—245.

Liniile de forță, în fiecare tub, se resping cu presiunea $\frac{\varepsilon^2}{8\pi}$ [2] *); pereții despărțitori între 2 tuburi adiacente sînt deci supuși la presiunea rezultantă $\frac{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}{8\pi}$.

Dacă pereții, impermeabili, sînt și mobili și flexibili, ei se vor mișca sub această presiune în direcția $\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_2$, executînd în timpul dt, lucrul $d\tau$.

În acest timp dt, sarcina Q, deci capacitatea C, trebuie neapărat să crească, pentru ca bateria E să poată produce o energie $E\,dQ$, din care jumătate $1/2\,EdQ$ corespunde lucrului $d\tau$, iar cealaltă jumătate $1/2\,EdQ = dW$, servește la sporirea energiei cîmpului.

Așadar, orice deplasare a liniilor de forță corespunde la o creștere a capacității C, a sarcinii Q și a energiei

$$W = \frac{1}{2} EQ = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}.$$

Mișcarea liniilor de forță încetează, cînd $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, cînd cîmpul ε este continuu peste tot, cînd C, Q și W ating valorile maxime

$$C_1,\ Q_1,\ W_1 = \frac{1}{2} EQ_1 = \frac{1}{2} C_1 E^2.$$

și cînd distribuția liniilor de forță este cea reală.

C'. *În cazul unui număr oarecare de conductori* (fig. 3), avînd la echilibru (distribuția reală) sarcinile Q_1, Q_2 etc., alimentate de bateriile E_1, E_2 etc., energia cîmpului este [2] **).

$$W_1 = \frac{1}{2}(Q_1 E_1 + Q_2 E_2 + \dots).$$

Într-o distribuție aproximativă a liniilor de forță, cînd sarcinile sînt Q_1', Q_2' etc., energia este

$$W = \frac{1}{2}(Q_1' E_1 + Q_2 E_2 + \dots).$$

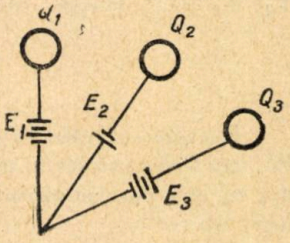


Fig. 3

Pentru ca în timpul lucrului $d\tau$, bateriile să poată produce energie, trebuie neapărat ca

$$E_1\,dQ_1' + E_2\,dQ_2' + \dots$$

să fie pozitivă, deci ca W să crească, pînă cînd $d\tau = 0$ și Q_1', Q_2' etc., ating valorile Q_1, Q_2, etc., corespunzînd la energia maximă W_1, iar distribuția liniilor de forță este cea reală.

D. *Principiul lui W. Thomson (Lord Kelvin).*

Se referă la cîmpul electrostatic, datorit unor conductori purtînd sarcini invariabile.

După acest principiu, distribuția reală a liniilor de forță corespunde la un minimum al energiei cîmpului electric (electrostatic).

*) p. 243.
**) p. 242.

Acest principiu, analog cu acela de la literele B şi B', se poate demonstra, procedînd ca în cazurile precedente. Să considerăm cazul a doi conductori (fig. 4), purtînd sarcinile invariabile $\pm Q$, sub tensiunea V.

Energia dW, echivalentă cu lucrul $d\tau$, nu poate fi procurată decît de însăşi energia cîmpului electric $W = 1/2\, QV$; această energie, prin mişcarea liniilor de forţă, *trebuie neapărat să scadă*, deci V să scadă pînă cînd $d\tau$ se anulează; cînd ε este continuu în tot cîmpul, V şi W ating valorile minime V_1 şi

$$W_1 = \frac{1}{2} QV_1 = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{C_1},$$

iar capacitatea C valoarea maximă C_1.

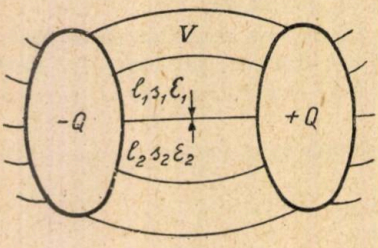


Fig. 4

Distribuţia liniilor de forţă este atunci cea reală.

D'. Acelaşi raţionament se extinde şi *la cazul mai multor conductori purtînd sarcinile invariabile* Q_1, Q_2 etc., de potenţiale (la echilibru) V_1, V_2 etc., şi de energie [2]*).

$$W_1 = \frac{1}{2}(Q_1 V_1 + Q_2 V_2 + \dots).$$

Într-o distribuţie aproximativă a liniilor de forţă, cînd potenţialele sînt V_1', V_2' etc., energia este

$$W = \frac{1}{2}(Q_1 V_1' + Q_2 V_2' + \dots).$$

Energia echivalentă cu lucrul $d\tau$, nu poate fi procurată decît de însăşi energia W, *care trebuie* să scadă pînă cînd $d\tau$ se anulează, potenţialele V_1', V_2' etc., devenind v_1, v_2 etc. corespunzătoare energiei minime W_1, iar distribuţia liniilor de forţă fiind cea reală.

Aşadar, în cazurile D şi D', distribuţia reală a liniilor de forţă corespunde la energia minimă a cîmpului electric.

E. *Distribuţia liniilor de curent într-un conductor cu secţiune variabilă.*

Un principiu analog cu cele precedente, relativ la distribuţia liniilor de curent într-un conductor de secţiune variabilă, echivalent tot cu relaţia $\Delta V = 0$, se poate demonstra în modul următor.

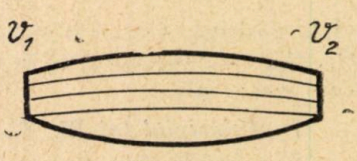


Fig. 5

Să considerăm un asemenea conductor (fig. 5) cuprins între două secţiuni de nivel de potenţiale V_1, V_2.

Să trasăm în mod aproximativ liniile de curent, împărţind conductorul într-o infinitate de tuburi de curent, de secţiune infinit mică.

*) p. 242.

Această distribuție poate fi considerată ca o distribuție reală, dacă presupunem pereții tuburilor de rezistivitate infinită. În fiecare din aceste tuburi curentul este

$$i = \frac{V_1 - V_2}{r}, \text{ cu } r = \rho \int \frac{dl}{s},$$

dl și s, avînd semnificații evidente. Deci curentul total va fi

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}, \quad \text{cu} \frac{1}{R} = \sum \frac{1}{r}.$$

Această distribuție aproximativă a liniilor de curent nu poate fi stabilă, pentru că V este continuu de-a-lungul fiecărui tub, dar discontinuu trecînd de la un tub la altul, $\Delta V \neq 0$. În consecință, se vor produce curenți (de electroni) de la un tub la altul, provocînd o deplasare a pereților tuburilor. Acești curenți transversali implică o dezvoltare de energie $d\tau$ (căldură), care trebuie neapărat compensată de o sporire dI a curentului I, astfel ca

$$(V_1 - V_2)\, dI = d\tau$$

Fenomenul de deplasare a pereților tuburilor și de creștere a curentului I continuă, pînă cînd curenții transversali împreună cu deplasarea pereților se anulează, cînd $\Delta V = 0, dI = 0$, iar I atinge valoarea maximă și R cea minimă.

Așa dar:

Distribuția liniilor de curent, într-un conductor cu secțiune variabilă, este astfel ca rezistența conductorului să fie minimă, deci curentul parcurgînd conductorul să fie maxim.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ И ЛИНИЙ ТОКА В ПРОВОДАХ ПЕРЕМЕННОГО РАЗРЕЗА

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

Для облегчения до некоторой степени начертания силовых линий магнитного и электрического полей, автор доказывает нижеследующее

А. В поле магнитной индукции, созданном единичной магнитомоторной силой (рис. 1) или несколькими магнитомоторными силами, распределение силовых линий таково, что энергия поля является максимальной.

Б. Если же поле создано постоянным магнитом, распределение силовых линий соответствует минимальной энергии поля.

В. В электромагнитном поле, созданном двумя соединенными с батареей проводами (рис. 2) или несколькими проводами, соединенными с таким же числом батарей (рис. 3), распределение силовых линий таково, что энергия поля является максимальной.

Г. Принцип В. Томсона (Кельвин).

В электростатическом поле, созданном двумя (рис. 4) или несколькими проводами с неизменяющимися нагрузками, распределение силовых линий соответствует минимальной энергии поля.

Во всех этих доказательствах рассматривают приблизительное распределение силовых линий, предполагая существование бесконечного числа тонких силовых трубок, представляющих якобы действительное распределение, стенки которых непроницаемы для силовых линий.

Силовые линии, отталкиваясь пропорционально квадрату величины поля, создавшегося внутри трубок стенки этих последних, подвергаются давлению, заставляющему их в случаях A и B двигаться в направлении повышения энергии поля так, что при равновесии, когда давления аннулируются, энергия поля оказывается максимальной, а в случаях $Б$ и $Г$, — в направлении движения энергии, которая при равновесии становится минимальной.

Д. *В проводе с переменным сечением* (рис. 5) *распределение линий таково, что его сопротивление является минимальным, вследствие чего проходящий через него ток является максимальным.*

Доказательство этого принципа аналогично предыдущим доказательствам, с той разницей, что вместо сил, действующих на стенки трубок, появляются поперечные токи между соседними трубками.

Все вышеизложенные принципы эквивалентны уравнению непрерывности $\Delta V = 0$, которое однако неприменимо на практике.

DISTRIBUTION DES LIGNES DE FORCE DANS LES CHAMPS MAGNÉTIQUES ET ÉLECTRIQUES ET DES LIGNES DE COURANT DANS UN CONDUCTEUR À SECTION VARIABLE

(RÉSUMÉ)

En vue de faciliter dans une certaine mesure le tracé des lignes de force des champs magnétiques et électriques, on démontre que:

A. Dans un champ d'induction magnétique, dû à une force magnétomotrice (fig. 1) ou à plusieurs f.m.m., la distribution des lignes de force est telle que l'énergie du champ est *maximum*.

B. Si le champ est dû à des aimants permanents, la distribution des lignes de force correspond à l'énergie *minimum* du champ.

C. Dans un champ électrostatique, produit par deux conducteurs reliés à une batterie (fig. 2) ou produit par plusieurs conducteurs reliés à autant de batteries (fig. 3), la distribution des lignes de force est telle que l'énergie du champ est *maximum*

D. Principe de W. Thomson (Kelvin).

Dans un champ électrostatique produit par deux conducteurs (fig. 4) ou par plusieurs conducteurs portant des charges invariables, la distribution des lignes de force correspond à un *minimum* de l'énergie du champ.

Dans toute ces démonstrations, on considère une distribution approximative des lignes de force déterminant une infinité de tubes de force minces, comme une distribution réelle, en supposant les parois des tubes imperméables aux lignes de force.

Les lignes de force se repoussant proportionnellement au carré de la valeur du champ à l'intérieur des tubes, les parois des tubes sont soumises à des pressions qui les font se mouvoir dans le sens de l'augmentation de l'énergie du champ, dans les cas A et C, de sorte qu'à l'état d'équilibre, quand les pressions s'annulent,

l'énergie du champ est *maximum* et dans les cas B et D, dans le sens d'une *diminution* de l'énergie, qui devient *minimum* à l'équilibre.

E. Dans un conducteur à section variable (fig. 5), *la distribution des lignes de courant est telle que la rèsistance du conducteur est minimum, donc le courant qui le parcourt est maximum.*

La démonstration de ce principe est analogue aux démonstrations précédentes, avec cette différence que les forces actionnant les tubes sont remplacées par des courants entre tubes voisins.

Tous les principes énoncés ci-dessus sont équivalents à l'équation de continuité, $\Delta\varphi = 0$, qui est pratiquement inutilisable.

BIBLIOGRAFIE

1. N. Vasilescu-Karpen, C. R. Acad. Sci., Paris, 12 ianuarie 1902.
2. — *Curs de electricitate.* Inst. politehnic, Fac. de electromecanică, București, 1942.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 3—4, 1954

SITUAŢIA ACTUALĂ ÎN PROBLEMA DEZINTEGRĂRII β (I)*)

DE

S. KLARSFELD

I. BAZELE EXPERIMENTALE ALE TEORIEI DEZINTEGRĂRII β

În această primă parte trecem în revistă datele experimentale referitoare la radioactivitatea β, care erau cunoscute pe vremea cînd Fermi a elaborat teoria dezintegrării β (adică aproximativ prin anii 1933—1934). Materialul care a servit ca bază experimentală teoriei lui Fermi a furnizat de altfel toate caracteristicile fundamentale ale acestui proces. Ulterior, ca urmare a ideilor noi introduse de teorie, cercetările experimentale nu au făcut în general decît să rafineze datele mai vechi.

1. *Spectrele β ale elementelor radioactive.* Studiul intens al radioactivităţii a început îndată după descoperirea ei de către Becquerel (1896). S-a căutat pe atunci să se vadă cum ar fi influenţate procesele radioactive în condiţii exterioare diferite. Rezultatul negativ al acestor încercări, independenţa proceselor radioactive de condiţiile fizico-chimice exterioare, a fost compensat însă de descoperirea unor noi proprietăţi ale radiaţiei emise. S-a descoperit astfel (Giesel, Meyer, Schweidler, Rutherford) că radiaţia emisă de o sare de Ra învechită este în realitate complexă şi că într-un cîmp magnetic suficient de puternic ea se descompune în trei componente (numite respectiv α, β, γ). Curînd s-a identificat şi natura celor trei componente (nuclee de He, electroni, radiaţie electromagnetică) şi s-a văzut că ele nu apar neapărat împreună, cu alte cuvinte că există elemente care nu prezintă decît unul sau două din cele trei tipuri de radioactivitate **).

Totodată s-a început studiul energetic al radiaţiilor emise, utilizîndu-se aproape exclusiv (pentru particulele încărcate din radiaţiile α şi β) devierea în cîmp magnetic (în acest caz raza de curbură a traectoriei descrise este proporţională cu viteza — nerelativist: $R = \frac{m}{eH} v$, unde m, e şi H sînt respectiv sarcina particulei, masa ei şi intensitatea cîmpului magnetic). Mai tîrziu s-a utilizat în acest scop şi camera Wilson. Rezultatul fundamental a fost următorul: toate elementele α — active emit radiaţii α de energii bine determinate (formînd un fel de spectru de linii, discret,

*) Lucrare prezentată Institutului de fizică la data de 14 aprilie 1954.

**) Mai tîrziu, după descoperirea izotopiei şi după ce a devenit clar că nucleul este sediul transformărilor radioactive, s-a dat denumirea de dezintegrare β oricărui proces radioactiv în urma căruia numărul atomic (Z) variază cu ± 1, iar numărul de masă (A) rămîne neschimbat. În cazul particular al emisiei de electroni procesul se poate scrie simbolic astfel:

$$(x)^A_Z \rightarrow (y)^A_{Z+1} + \beta^-$$

al elementului respectiv, caracteristic pentru el). De pildă ThC emite cinci grupuri distincte de raze α, ale căror energii sînt date în tabloul nr. 1.

Tabloul nr. 1

Linia	Energia în MeV
α_1	6,200
α_2	6,160
α_3	5,872
α_4	5,728
α_5	5,708

În ceea ce privește elementele β-active, pentru ele nu s-a putut da un răspuns chiar atît de răspicat. În unele cazuri s-au putut distinge și aci grupuri de raze monoenergetice, dar în altele (și acestea formau pe atunci o minoritate) radiația β era atît de complexă încît cu greu se putea decide o clasificare a ei. În particular, măsurătorile lui Danysz [2] pe de o parte, Rutherford și Robinson [3] pe de altă parte, au arătat că radiația β a Ra (B + C) este extrem de complexă; numai la RaC s-au identificat peste 40 de grupuri β omogene. J. Chadwick [4] a reluat experiențele cu Ra (B+C), observînd că metoda utilizată în lucrările menționate (înnegrirea plăcilor fotografice) nu este suficient de sensibilă pentru a permite să se tragă concluzii definitive în asemenea cazuri. Pentru a ajunge la rezultate mai sigure, Chadwick a măsurat distribuția intensității în spectrul β al Ra (B + C) prin două metode, utilizînd în amîndouă analiza magnetică a radiației: o metodă de numărare (cu un contor Geiger-Müller) și o metodă de ionizare. Rezultatul experiențelor lui Chadwick a fost următorul: Ra (B + C) emite un spectru β continuu, peste care se suprapune un spectru de linii de intensitate relativ mică (fig. 1). Acest rezultat a fost apoi confirmat și regăsit pentru o serie întreagă de alte elemente β-active. Mai mult decît atît, s-a lămurit treptat că adevărata radiație β (rezultată din dezintegrarea nucleului) este caracterizată prin distribuția continuă în energii, iar spectrul de linii care apare uneori singur, sau care se suprapune peste cel continuu se datorește unui efect secundar (conversiunea internă a radiației γ), care își are originea în afara nucleului. De asemenea s-a stabilit existența unei limite superioare a spectrului continuu: nu sînt emiși electroni cu energii superioare unei energii maxime (E_{max}).

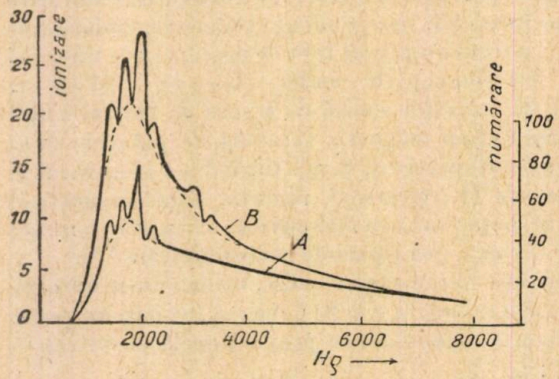


Fig. 1

Cu alte cuvinte, dacă se reprezintă grafic numărul de electroni emiși n (E) în funcție de energie, atunci se găsește o curbă care crește de la 0 pînă la un maximum (corespunzător energiei celei mai probabile $\bar{E}$), iar apoi descrește din nou la zero pentru $E = E_{max}$. Curba prezintă o asimetrie specifică și anume $\bar{E}$ este situat

către energiile mici $\left(\bar{E} \simeq \frac{1}{3} E_{max}\right)$, indiferent dacă se emit electroni sau pozitroni. Acest fapt indică de altfel că asimetria nu se datorește cîmpului coulombian al nucleului, care ar acționa diferit asupra electronilor și pozitronilor, ci unei cauze mult mai profunde, structurale.

Așadar, spre deosebire de radiația α, în care se emit numai particule de energii bine determinate (caracteristice fiecărui emițător), în radiația β se emit particule cu o distribuție continuă de energii (întinsă de la 0 la E_{max}). Această concluzie este valabilă pentru radioelementele artificiale, ca și pentru cele naturale (β^- și β^+-active). Existența limitei superioare a spectrului β este, după cum vom vedea, unul din faptele fundamentale pe care se sprijină teoria.

2. *Problema conservării energiei.* În urma acumulării de date experimentale din ce în ce mai precise, a devenit neîndoielnic că substanțele β-active emit un spectru continuu caracteristic de electroni (vezi de ex. fig. 2), unde este redat spectrul β al RaE). Această situație a provocat dificultăți serioase în legătură cu conservarea energiei. Într-adevăr, să considerăm un proces β oarecare

$$(x)^A_Z \rightarrow (y)^A_{Z+1} + \beta^- .$$

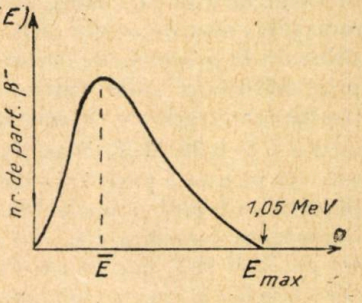


Fig. 2

Atît nucleul inițial, cît și cel final au fiecare în stare neexcitată o energie bine determinată. Acest fapt pare stabilit cu toată certitudinea prin măsurătorile de spectrografie de masă și mai ales din studiul spectrelor moleculare. Prin urmare, la dezintegrare se eliberează o cantitate de energie determinată $\Delta W = W_x - W_y$ și această energie ar trebui regăsită la particula emisă (energie proprie (mc^2) + energie cinetică (E)). În realitate însă, electronii emiși au tot felul de energii, distribuite continuu de la 0 la E_{max}. S-ar putea presupune, evident, că dezintegrarea lasă nucleul final într-o stare excitată (și ar trebui admis că există o infinitate de asemenea stări, corespunzînd respectiv energiilor observate la particulele β), din care revine la starea normală emițînd o cuantă γ. La aceasta s-ar putea replica însă că se cunosc procese β care nu sînt însoțite de radiație γ și că chiar atunci cînd există radiație γ ea are energii determinate. Este limpede acum că o parte din energia eliberată la dezintegrare pare să fi dispărut *).

Fizicienii nu s-au putut împăca ușor cu o asemenea « dispariție ». S-a crezut mai întîi că electronul, accelerat în cîmpul coulombian al nucleului, pierde o parte din energia primită la dezintegrare emițînd radiație [6]. Și aici ar mai fi trebuit explicat de ce diferiți electroni pierd fracțiuni variabile din energia lor în acest proces. Curînd o asemenea explicație nu a mai fost însă necesară, deoarece A s t o n [7], măsurînd energia radiației γ a RaE, a arătat că în medie ea este de cel mult 10^4 eV pentru fiecare proces β, în timp ce ar fi trebuit în medie $\sim 7.10^5$ eV pentru a explica continuitatea spectrului β (pentru RaE s-a găsit $E_{max} = 1{,}05$ MeV, $\bar{E} = 0{,}36$ MeV, deci în medie se « pierd » $E_{max} - \bar{E} = 0{,}69$ MeV). Un timp s-a crezut că energia

*) L a n d a u și P e i e r l s [5] au încercat să pună în legătură nedeterminarea observată la energiile electronilor cu relația de imprecizîune pentru energie și timp $\Delta E \cdot \Delta t \geqslant h$. Raționamentul lor era însă greșit.

eliberată la dezintegrare se împarte între doi electroni care ar fi emişi simultan, dar şi această ipoteză a trebuit să fie repede părăsită. Experienţele de control făcute cu RaC [8] au arătat, într-adevăr, că 2,28 electroni sînt emişi de fiecare pereche de nuclee dezintegrate. Tot aşa, în cazul RaE s-a stabilit un număr de $1{,}06 \pm 0{,}06$ particule emise de fiecare nucleu dezintegrat. De altfel, la dezintegrarea β numărul atomic Z variază cu o unitate şi nu cu două.

Lucrurile s-au complicat şi mai mult după experienţa crucială al lui Ellis şi Wooster [9], în care s-a stabilit definitiv eşecul tuturor încercărilor de a se explica distribuţia β continuă în energii cu ajutorul reprezentărilor obişnuite, de tipul celor expuse mai sus. Lucrînd tot cu RaE, Ellis şi Wooster au realizat practic următoarea idee: energia totală emisă într-un mare număr de procese radioactive elementare, indiferent de transformările pe care le suferă, poate fi strînsă în întregime. Cunoscînd totodată numărul proceselor elementare care au avut loc se poate găsi astfel energia medie ce revine de fiecare proces. Ellis şi Wooster au utilizat pentru aceasta o metodă calorimetrică, absorbind într-un perete de Pb suficient de gros (1,2 mm), care înconjura din toate părţile preparatul radioactiv, radiaţiile emise de acesta (atît corpusculare, cît şi electromagnetice). Energia totală eliberată în procesele de dezintegrare provoca încălzirea plumbului şi era evaluată prin măsurători calorimetrice obişnuite. S-a găsit astfel că în medie revine de fiecare dezintegrare o energie de $0{,}344 \pm 0{,}03$ MeV, ceea ce coincide bine cu energia medie $\bar{E} = 0{,}36$ MeV. S-ar părea deci că toată energia eliberată la dezintegrare este cea pe care o poartă electronii, iar diversitatea de energii a acestora este greu de împăcat cu faptul că nucleul final şi nucleul iniţial au energii determinate. Dat fiind importanţa deosebită a acestei experienţe, ea a fost repetată cîţiva ani mai tîrziu, tot cu RaE [10], dar cu un dispozitiv diferit, de către Lise Meitner şi W. Orthmann care au confirmat rezultatele lui Ellis şi Wooster. S-a găsit din nou $0{,}337 \pm 0{,}02$ MeV, valoare care în limita erorilor experimentale poate fi considerată identică cu energia medie $\bar{E}$. Măsurători de acelaşi gen au fost efectuate de prof. Al. Sanielevici pentru familia actiniului, cu aceleaşi rezultate [11].

În urma acestor rezultate, problema nu se mai putea pune decît în două moduri: sau energia nu se conservă în procesele elementare de dezintegrare β, şi marea lege de conservare dă de data aceasta greş, sau energia se conservă, dar o parte din ea este luată într-un mod nou, care scapă observaţiei noastre. Pe prima cale, a negării conservării energiei, s-au angajat o serie de fizicieni sprijiniţi de autoritatea lui N. Bohr [12], [13]. Ei au admis că energia se conservă numai statistic în medie fără să se conserve şi în procesele elementare, dar experienţa a infirmat foarte curînd acest punct de vedere, după cum vom arăta mai jos*). Este interesant de observat că Bohr a mai încercat odată (şi tot fără succes) să atace în acelaşi mod legea conservării energiei, într-o lucrare mai veche asupra teoriei efectului Compton, scrisă împreună cu Kramers şi Slater [15], dar şi atunci experienţa a contrazis punctul său de vedere (vezi experienţele Compton-Simon şi Bothe-Geiger).

Pentru un materialist nu există decît a doua cale şi rămîne numai să se găsească modul în care trece neobservată o parte din energie. Într-adevăr, pentru un materialist, mişcarea este inseparabilă de materie, ea este modul de existenţă al materiei. Ca şi materia, ea nu poate fi creată şi nici distrusă, iar energia care este o măsură a mişcării materiei nu poate dispare, după cum nu poate nici să apară din nimic, ci poate doar să-şi schimbe forma de manifestare, poate fi transmisă o dată cu miş-

*) S-au construit chiar teorii ale dezintegrării β bazate pe ipoteza neconservării energiei, dar aceste teorii nu au avut o viaţă prea lungă (vezi de ex. [14]).

carea pe care o măsoară. Dintr-un asemenea mod sănătos de a pune problema rezultă în cele din urmă o cunoaştere mai adîncă a materiei, rezultă o dezvoltare rodnică a ştiinţei. Acest lucru a fost confirmat o dată în plus de evoluţia cunoştinţelor noastre asupra radioactivităţii β.

Mai întîi, vom discuta rolul deosebit pe care îl joacă limita superioară a spectrului β, aşa cum a fost pus treptat în evidenţă. O serie de fapte păreau să arate că limita superioară E_{max} ar reprezenta tocmai energia eliberată la dezintegrare, deci că $E_{max} + mc^2 = W_x - W_y$. Acest lucru l-au subliniat pentru prima oară Ellis şi Mott [16] şi ulterior el a devenit unanim recunoscut. Un argument puternic în sprijinul ipotezei lui Ellis şi Mott a fost găsit de Henderson [17] în bilanţul de energii la «bifurcaţiile» familiilor radioactive*). De exemplu în familia thoriului

$$(\mathrm{ThB})_{82}^{212} \xrightarrow{\beta,\gamma} (\mathrm{ThC})_{83}^{212} \begin{cases} \xrightarrow{\beta,\gamma} (\mathrm{ThC'})_{84}^{212} \xrightarrow{\alpha} \\ \xrightarrow{\alpha,\gamma} (\mathrm{ThC''})_{81}^{208} \xrightarrow{\beta,\gamma} \end{cases} (\mathrm{ThD})_{82}^{208} \equiv \mathrm{Pb}.$$

Fig. 3

Diferenţa de energie între nucleul final $(\mathrm{ThD})_{82}^{208}$ şi nucleul iniţial $(\mathrm{ThC})_{83}^{212}$ trebuie să fie aceeaşi indiferent de ramura pe care se ajunge de la unul la celălalt (fig. 3). Acest lucru se întîmplă efectiv dacă se admite ipoteza menţionată. Pentru ramura superioară (ThC) → (ThC') → (ThD) se obţine

$E_{max}^{\beta} + E^{\alpha} = 2{,}25 + 8{,}95 = 11{,}20$ MeV ($E^{\gamma} \approx 0$ căci radiaţia γ este foarte slabă), iar pentru ramura inferioară (ThC) → (ThC'') → (ThD):

$E^{\alpha} + E_{max}^{\beta} + E^{\gamma} = 6{,}2 + 1{,}8 + 3{,}2 = 11{,}20$ MeV (energia radiaţiei γ emisă în primul proces este din nou neglijabilă).

Acordul este mai mult decît satisfăcător. El se regăseşte şi la bifurcaţiile din familiile uraniului şi actiniului. (Remarcăm că valoarea 11,2 MeV nu reprezintă chiar diferenţa de energie între ThD şi ThC: ar mai fi trebuit adăugată în ambele cazuri energia proprie a unui electron şi a unei particule α, dar aceasta nu schimbă evident nimic din concluziile trase).

Să trecem acum la propunerea lui Bohr. Dacă energia s-ar conserva numai statistic, adică

$$\Delta W = W_x - W_y = \bar{E} + mc^2 \quad (m = \text{masa electronului } \beta), \tag{2.1}$$

atunci s-ar ajunge, de pildă în cazul procesului $Li_3^8 \rightarrow Be_4^8 + \bar{e}$, la următorul rezultat contradictoriu**): pe de o parte $\bar{E} \geqslant 10{,}2$ MeV, pe de altă parte din experienţă adică din măsurătoarea spectrului β, $\bar{E} = 3{,}8$ MeV $> 10{,}2$ MeV. Acest rezultat poate fi obţinut din bilanţul de energie într-un şir de reacţii nucleare şi anume, notînd prin x energia nucleului x

$$Li_3^7 + H_1^2 \; Li_3^8 + H_1^1 + Q; \quad Li_3^7 + H_1^1 = 2He_2^4 + 17{,}2 \text{ MeV}$$

$$Be_4^8 = 2He_2^4 + 0{,}3 \text{ MeV}; \quad H_1^2 = 2H_1^1 - 1{,}2 \text{ MeV}.$$

*) Vezi de ex. [1], p. 448.
**) Vezi [18], p. 16, sau [19], p. 16.

Valoarea lui Q nu se cunoaşte precis, dar ea este în tot cazul $\leqslant 5$ MeV. Putem scrie atunci

$$\Delta W = Li_3^8 - Be_4^8 = Li_3^7 + H_1^2 + H_1^1 - Q - Be_4^8 = 2He_2^4 - 2H_1^1 + 17{,}2 + H_1^2 -$$

$$- Q - Be_4^8 = Be_4^8 - 0{,}3 - H_1^2 - 1{,}2 + 17{,}2 + H_1^2 - Q - Be_4^8 \geqslant 10{,}7 \text{ MeV}$$

şi cum din (2.1) rezultă $\bar{E} = \Delta W - mc^2$, se găseşte $\bar{E} \geqslant 10{,}2$ MeV (deoarece pentru electron $mc^2 \simeq 0{,}5$ MeV). Rezultatul obţinut este însă în bună concordanţă cu ipoteza lui Ellis şi Mott. Într-adevăr, măsurătorile spectrului β al lui Li_3^8 dau $E_{max} = 10{,}5\ MeV$ şi relaţia (2.1) înlocuită cu

$$\Delta W = W_x - W_y = E_{max} + mc^2 \tag{2.2}$$

nu duce la nici o contradicţie. Acelaşi lucru s-a putut repeta cu procesele $B_5^{12} \rightarrow C_6^{12} + e$, $F_9^{17} \rightarrow O_8^{17} + \bar{e}$, $P_{15}^{30} \rightarrow Si_{14}^{30} + \bar{e}$, ş. a. (prin $\bar{e}$ am notat şi vom nota pozitronii).

Există aşadar motive serioase pentru acceptarea ipotezei lui Ellis şi Mott (vezi de asemenea § 3).

Să revenim acum la cele două căi de a ieşi din impasul creat, despre care am vorbit mai sus. Prima cale, renunţarea la legea conservării energiei, duce direct la idealism, căci de la dispariţia energiei, adică a mişcării, pînă la dispariţia materiei însăşi (trîmbiţat « dispariţie a materiei » a machismului, dar de data aceasta într-un sens mult mai grav) nu mai e decît un pas. S-ar mai putea adăuga că din punct de vedere practic, negarea conservării energiei ar avea ca efect distrugerea pînă în temelii a întregului edificiu al fizicii (şi nu numai al fizicii), care se bazează în mod esenţial pe ea.

Faptul că legea conservării şi transformării energiei s-a înrădăcinat atît de adînc în însăşi temeliile fizicii se datoreşte tocmai conţinutului ei preţios, profund materialist-dialectic, care exprimă una din legile cele mai generale ale mişcării materiei (la orice scară). Aceasta explică de ce majoritatea fizicienilor (în mod naiv materialişti) nu au putut renunţa atît de uşor la conservarea energiei şi au căpătat o altă ieşire din impas (am văzut că mai este posibilă o singură cale).

Începutul l-a făcut P a u l i, cu prilejul unei conferinţe de fizică întrunită în 1931 la Pasadena, sugerînd posibilitatea existenţei unei particule elementare neutre, care ar fi emisă în dezintegrarea β odată cu electronul şi ar împărţi cu acesta energia eliberată la dezintegrare. Această particulă nu putea fi neutronul, descoperit cam tot pe atunci, din cauza masei mari a acestuia. Fermi a botezat noua particulă « neutrino». Cîteva caracteristici ale neutrinului sînt impuse de legile de conservare (sarcină nulă, spin semiîntreg, deci statistică. Fermi-Dirac). În ceea ce priveşte masa noii particule se putea admite că ea este cel mult de ordinul masei electronului.

F. P e r r i n, care a contribuit mult la clarificarea ideilor în acest domeniu, a indicat un calcul arătînd că masa neutrinului trebuie să fie nulă sau în orice caz foarte apropiată de zero [20]. Presupunînd că în medie, pe un mare număr de procese, impulsurile electronului şi neutrinului trebuie să fie egale, el a stabilit următoarea relaţie între $\bar{E}$ şi E_{max}:

$$\bar{E} = \frac{1}{2} E_{max} \frac{E_{max} + 2\mu c^2}{E_{max} + (m + \mu) c^2} \quad (\mu = \text{masa neutrinului}),$$

care cu valorile $\bar{E} = 0{,}36$ MeV, $E_{max} = 1{,}05$ MeV de la RaE dă $\mu \approx 0$. Ipoteza făcută nu este însă absolut sigură, aşa încît nu se poate trage de aici nici o concluzie

definitivă. Asupra masei neutrinului vom reveni în capitolele II şi III. În orice caz, este foarte verosimil ca o asemenea particulă să scape observaţiei directe, să treacă nestingherită prin pereţii de Pb din experienţele calorimetrice şi să ducă cu sine diferenţa de energie care aparent « dispare » fără urmă. Acest mod de a rezolva dificultatea legată de conservarea energiei este în esenţă profund materialist şi dovedeşte încă o dată ce forţă creatoare imensă este conţinută într-o concepţie justă asupra lumii.

3. *Curbele lui Sargent.* O relaţie analogă cu legea Geiger-Nuttall pentru elementele α-active, a fost stabilită pe cale empirică de către Sargent [21] între limita superioară E_{max} a spectrului β şi constanta radioactivă λ (sau viaţa medie $\tau = 1/\lambda$). Sargent a ajuns la acest rezultat construind un grafic, în care a purtat pe abscisă $\log E_{max}$, iar în ordonată $\log \lambda$. El a obţinut astfel, cu datele care se cunoşteau pe atunci pentru radioelementele naturale, două drepte, ceea ce corespunde împărţirii acestor elemente în două grupuri (fig. 4). În primul grup intră RaD, UX_1, UY, ThB, RaB, AcC'', ThC'', RaC'', UX_2, iar în al doilea RaE, $MsTh_2$, ThC, RaC.

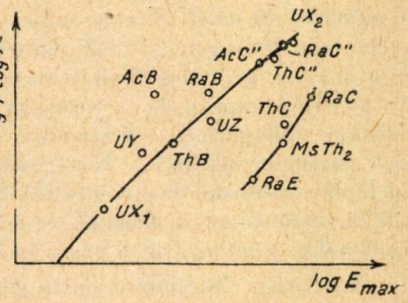


Fig. 4

Fac excepţie din graficul lui Sargent Rb_{37}^{86} şi K_{19}^{40}, care se depărtează mult de la cele două drepte. Asupra situaţiei speciale a acestor elemente vom reveni în capitolul III.

Un grafic asemănător a putut fi construit mai tîrziu şi pentru radioelementele artificiale [22].

Rezultatele lui Sargent prezintă o importanţă deosebită. Mai întîi ele insistă din nou asupra rolului central pe care îl joacă limita superioară a spectrului energetic în radioactivitatea β şi care corespunde perfect cu cel al energiei eliberate în dezintegrare. Acesta este un argument serios în sprijinul ipotezei lui Ellis şi Mott, despre care am vorbit. În al doilea rînd, împărţirea elementelor β-active în grupuri este un fapt cu totul remarcabil, pe care o teorie corectă a dezintegrării β trebuie neapărat să-l explice. După cum vom vedea, teoria lui Fermi îndeplineşte bine această cerinţă şi atribuie împărţirii de grupuri o semnificaţie fizică precisă.

În legătură cu graficele lui Sargent, trebuie amintită de asemenea o altă chestiune ridicată în lucrarea citată a lui Ellis şi Mott [16]. De multe ori dezintegrarea β este însoţită de o radiaţie γ, care dovedeşte că în urma tranziţiei nucleul a rămas într-o stare excitată. Este evident atunci că spectrul va fi format în realitate dintr-o suprapunere de spectre simple, corespunzînd fiecare la o energie de dezintegrare bine determinată. Fie $W_y(n)$ energiile stărilor excitate, în care poate rămîne nucleul după dezintegrare. Atunci $E_n = W_x - W_y(n) - mc^2$ vor fi energiile maxime ale diferitelor spectre simple. Ellis şi Mott au presupus că forma acestor spectre este identică pentru toate valorile posibile ale lui n şi anume că ea coincide cu forma spectrului RaE, care era mai bine studiat şi la care nu se adăuga radiaţia γ. Ei au putut reda alura spectrului β al RaC → C′ suprapunînd cinci spectre asemenea cu al RaE. Încercări analoge făcute cu ThC → C′ au avut mai puţin succes.

Gamow [23] a observat pe bună dreptate că ipoteza după care toate procesele β trebuie să ducă la spectre de tipul spectrului RaE este oarecum hazardată, mai ales dacă se ţine seama de graficele lui Sargent (RaE face parte din grupa a doua). Această observaţie a lui Gamow a fost ulterior confirmată. Ideea fundamentală a încercării lui Ellis şi Mott (interpretarea unor spectre β ca suprapuneri de spectre simple) rămîne însă valabilă şi este de mare preţ în interpretarea datelor experimentale.

4. *Modelul nucleonic al nucleului.* Atîta timp cît nu se cunoşteau alte particule elementare decît protonul şi electronul, crearea unui model satisfăcător al nucleului părea o sarcină aproape imposibil de realizat. Cercetări experimentale foarte precise au arătat că un nucleu trebuie caracterizat prin două numere întregi: numărul atomic Z, care indică numărul sarcinilor elementare pozitive prezente în nucleu, şi numărul de masă A, care indică de cîte ori e mai greu nucleul respectiv decît nucleul de hidrogen ($A > Z$ pentru toate elementele, cu excepţia hidrogenului). Prin urmare, pentru a explica masa trebuie admis că în nucleu se găsesc A protoni iar pentru a explica de ce totuşi se manifestă numai Z ($< A$) sarcini pozitive, mai trebuiau adăugaţi $A - Z$ electroni care să neutralizeze tot atîţi protoni (rămînînd însă particule distincte). Electronilor li se mai atribuia de asemenea stabilitatea nucleului (electroni de cimentaţie). Se înţelege că ei aduceau o contribuţie neglijabilă la masă, întrucît masa electronului este de $\sim 2\,000$ de ori mai mică decît masa protonului. Pînă aici totul părea în regulă şi nu se vedea nici o altă soluţie.

Existenţa electronilor (şi în general a particulelor uşoare) în nucleu a ridicat însă, pe de altă parte, o serie de obiecţii, care au făcut foarte discutabil modelul protono-electronic al nucleului (care părea singurul imaginabil). Acest model intră în conflict acut cu experienţa în chestiuni atît de importante cum sînt de pildă spinul, statistica şi momentele magnetice ale nucleelor.

Experienţa arată că nucleele cu A par au întotdeauna spin întreg (în unităţi $\hbar$), iar cele cu A impar — spin semiîntreg*). Cum protonul şi electronul sînt amîndouă particule de spin $\frac{1}{2}$, s-ar părea deci că spinul nuclear este determinat exclusiv de particulele grele. Acest lucru devine deosebit de clar pe exemplul nucleelor cu A şi Z de parităţi diferite. Astfel, în cazul N_7^{14} s-a găsit pentru spinul nuclear valoarea $I = 1$, în timp ce numărul total de constituenţi ai nucleului este impar (şi fiecare ar trebui să aducă o contribuţie semiîntreagă la momentul total). Tot aşa în cazul deuteriului H_1^2.

Experienţe de spectroscopie moleculară (studiul spectrelor de bandă) au arătat că nucleele cu A par satisfac statisticii Bose-Einstein, iar cele cu A impar — statisticii Fermi-Dirac. Din nou, electronii par să nu joace nici un rol, deşi după o teoremă de mecanică cuantică datorită lui Ehrenfest şi Oppenheimer**) statistica unei particule complexe (cum este nucleul) este determinată de numărul total de particule elementare care o compun.

---

*) Deoarece tranziţiile β au loc între nuclee izobare, emisia electronului singur la desintegrare intră în conflict şi cu conservarea momentului cantităţii de mişcare. Într-adevăr, momentul total al electronului nu poate fi decît semiîntreg, iar nucleele între care are loc tranziţia trebuie să aibă momente de aceeaşi paritate, ceea ce este contradictoriu. Şi aici ipoteza neutrinului înlătură dificultăţile.

**) Vezi de ex. [24].

Experienţa arată, în sfîrşit, că momentele magnetice ale tuturor nucleelor fără excepţie, sînt de ordinul de mărime al magnetonului nuclear $\mu = \frac{e\hbar}{2Mc}$ (unde M este masa protonului), în timp ce electronii ar trebui să aducă o contribuţie de aproape 2 000 de ori mai mare, ca ordin de mărime $\left(\mu_e = \frac{e\hbar}{2mc}\right)$. Pare greu de înţeles cum această contribuţie este exact compensată în toate nucleele. Din nou lucrurile se întîmplă exact ca şi cum electronii nu ar exista în nucleu (sau, în orice caz, dau dovadă de o pasivitate inexplicabilă), iar proprietăţile nucleului se explică numai cu ajutorul numărului de particule grele.

S-ar mai putea adăuga că lungimea de undă de Broglie asociată electronului este ca ordin de mărime mai mare decît dimensiunile nucleului ($\sim 10^{-13}$ cm) şi că energia proprie a electronului (0,5 MeV) este mult prea mică faţă de energiile de interacţie în nucleu (care ating cîţiva MeV).

De asemenea, faptul că radioelementele artificiale β-active nu emit particulele β imediat după formarea lor, ci întotdeauna după un timp foarte lung în medie faţă de perioadele nucleare (şi care variază de la $\sim 0{,}01$ sec la 10^{-8} sec) arată şi el că este greu de admis preexistenţa electronilor în nucleu. De altfel, pentru a reţine electronii în nucleu ar fi necesară o barieră de potenţial considerabilă. Pe de altă parte, se cunosc cîteva elemente care sînt în acelaşi timp şi β^+ şi β^--active (Cu^{64}_{29}, Rb^{102}_{45}, $B.^{80}_{35}$). Pentru acestea (cel puţin) ar trebui admisă coexistenţa simultană a electronilor şi pozitronilor în nucleu, ceeace ar duce însă la anihilarea lor.

Aşadar, existenţa electronilor în nucleu (şi în general a particulelor uşoare) întîmpină obiecţii serioase. Această situaţie a luat sfîrşit o dată cu descoperirea neutronului [25, 26], particulă neutră, de masă foarte apropiată de a protonului şi de spin $\frac{1}{2}$. Primul care a atras atenţia asupra însemnătăţii teoretice principiale a acestei descoperiri pentru fizica nucleară a fost fizicianul sovietic D. D. Ivanenko [27]. El a arătat că dacă se consideră nucleul format numai din particule grele (protoni şi neutroni), toate dificultăţile sînt înlăturate. După o idee a lui Heisenberg [28], neutronul şi protonul (ca particule nucleare) au fost considerate ca două stări ale unei particule unice — nucleonul — ceea ce a făcut ca noul model al nucleului să primească numele de « model nucleonic ». Nucleul $(x)^A_Z$ ar fi constituit astfel din Z protoni şi $A - Z$ neutroni, în total din A particule de spin $\frac{1}{2}$ şi aceasta explică de ce N^{14}_7 are spin întreg şi satisface statistica Bose-Einstein. Ulterior, experienţe directe au pus în evidenţă atît la proton cît şi la neutron un moment magnetic de ordinul magnetonului nuclear (pentru proton $\mu_p = +2{,}792\mu$; pentru neutron $\mu_n = -1{,}913\mu$), ceea ce explică şi « anomalia » magnetică. În sfîrşit, energia proprie a nucleonilor (~ 981 MeV) este mult mai mare decît energia medie de legătură pe nucleon. Apariţia nemijlocită a neutronilor şi protonilor în reacţiile nucleare a constituit o nouă şi strălucită confirmare a ipotezei lui Ivanenko (în timp ce nu s-a observat niciodată pînă acum o reacţie de tipul (x, e)).

Pe baza modelului nucleonic putem discuta acum sistematic şi problema stabilităţii nucleelor relativ la dezintegrarea β. Printr-un proces β un nucleu se transformă într-un izobar al său şi pentru ca transformarea să fie posibilă, este necesar ca energia (respectiv masa) să descrească suficient de mult. Masa atomului de număr

atomic Z şi număr de masă A poate fi exprimată prin formula semiempirică *)

$$M(A,Z) = 0{,}99391\,A - 0{,}00085\,Z + 0{,}014\,A^{2/3} + \tag{4.1}$$
$$+ 0{,}083\frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + 0{,}000627\frac{Z^2}{A^{1/3}} + \delta(A,Z),$$

unde $\delta(A,Z)$ este o funcţie corectivă menită să asigure faptul experimental că stabilitatea nucleelor depinde de paritatea reciprocă a lui Z şi A. Pentru acordul cu experienţa trebuie luat

$$\delta(A,Z) = \begin{cases} -0{,}036\,A^{-3/4} & \text{pentru } A \text{ par, } Z \text{ par,} \\ 0 & \text{pentru } A \text{ impar, } Z \text{ oarecare,} \\ +0{,}036\,A^{-3/4} & \text{pentru } A \text{ par, } Z \text{ impar,} \end{cases} \tag{4.2}$$

ceea ce oglindeşte faptul că nucleele cu A par şi Z par sînt cele mai stabile, cele cu A par şi Z impar cele mai nestabile, iar cel cu A impar ocupă o poziţie intermediară.

Energia de legătură a particulelor care pot fi emise de un nucleu este definită prin relaţia

$$\text{En. de leg.} = (\Sigma M_{\text{fin}}) - M_{\text{iniţ}}, \tag{4.3}$$

unde ΣM_{fin} reprezintă suma maselor de repaus în sistemul final (nucleu final + particule emise), iar $M_{\text{iniţ}}$ — masa nucleului iniţial. Este clar că un proces radioactiv este posibil spontan numai şi numai dacă energia de legătură corespunzătoare este negativă **). După cum se vede uşor, pentru dezintegrarea β^-

$$\text{En. de leg. } (\beta^-) = M(A, Z+1) - M(A, Z),$$

în timp ce pentru dezintegrarea β^+

$$\text{En. de leg. } (\beta^+) = M(A, Z) - M(A, Z+1) + 2m,$$

m fiind masa electronului.

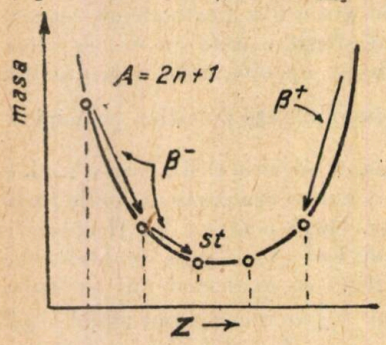


Fig. 5
(A = const., impar)

Din (4.1) şi (4.2) rezultă că pentru un A impar determinat (izobare) graficul maselor va fi reprezentat în funcţie de Z printr-o parabolă (fig. 5), în timp ce pentru A par se obţin două parabole (fig. 6), din cauza termenului corectiv $\delta(A, Z)$. Aceste parabole sînt situate una deasupra curbei pentru care $\delta = 0$ (punctat), cealaltă dedesubtul ei şi corespund respectiv la Z impar şi la Z par.

În capitolul *II* vom arăta că, în conformitate cu teoria lui Fermi, viaţa mijlocie a nucleelor β-active creşte cînd energia de dezintegrare (respectiv limita superioară $E_{\max}$) descreşte. În figura 5 se vede bine că pentru lanţul de procese β^- reprezen-

*) Vezi de ex. [29], ed. rusă, p. 12.

**) De aci rezultă între altele posibilitatea dezintegrării spontane a neutronilor liberi, deoarece masa unui neutron depăşeşte cu 0,00081 u. m. masa atomului de hidrogen. Energia maximă a spectrului va fi aşadar 931.0,00081 = 0,754 MeV. Experienţe recente [30], [31], [32] au confirmat aceste aşteptări.

tate, energia de dezintegrare scade pe măsură ce ne apropiem de izobarul stabil (st.). Aşa se întîmplă de pildă în şirul (cu $A = 139$)

$$J_{53}^{139} \rightarrow 2{,}6 \text{ sec} \rightarrow Ke_{54}^{139} - 41 \text{ sec} \rightarrow Cs_{55}^{139} - 9{,}7 \text{ min} \rightarrow$$

$$\rightarrow Ba_{56}^{139} - 85 \text{ min} \rightarrow La_{57}^{139} \text{ (stabil)},$$

sau la şirul (cu $A = 133$)

$$Sb_{51}^{133} \xrightarrow{\leq 10\,m} Te_{52}^{133} \xrightarrow{60\,m} J_{53}^{133} \xrightarrow{22\text{ ore}} X_{54}^{133} \xrightarrow{5{,}3\text{ zile}} Cs_{55}^{133} \text{ (stabil)},$$

ceea ce constituie o bună confirmare a teoriei *).

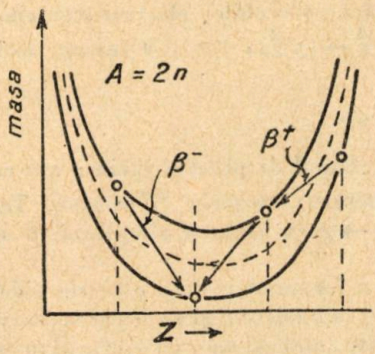


Fig. 6
(A = const., par)

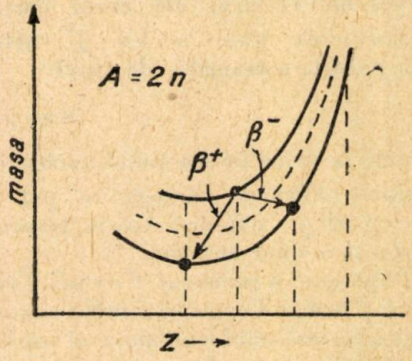


Fig. 7

Posibilitatea existenţei simultane a tendinţei de β^- şi β^+activitatea poate fi realizată numai la nucleele cu A par, întrucît numai pentru acestea pot exista mai mulţi izobari stabili (fig. 7).

Cu aceasta încheiem trecerea în revistă (destul de sumară) a datelor experimentale şi putem trece la expunerea teoriei dezintegrării β care, sub forma dată de F e r m i cu douăzeci de ani în urmă, a deschis un drum nou în fizica nucleară.

II. TEORIA DEZINTEGRĂRII β

5. *Bazele teoriei lui Fermi.* După cum am arătat în capitolul precedent, existenţa electronilor şi în general a particulelor uşoare în nucleu, provoacă tot felul de dificultăţi şi se găseşte în contradicţie cu datele experimentale fundamentale relative la nucleu. În schimb, ipoteza că nucleele sînt constituite exclusiv din particule grele — neutroni şi protoni — înlătură aceste dificultăţi şi poate fi considerată ca un punct de sprijin solid în teoria nucleului.

Pe de altă parte, dacă dorim să menţinem legile de conservare şi totodată să explicăm în ce fel înşală aparenţele, devine inevitabilă admiterea ipotezei lui Pauli, după care energia eliberată în dezintegrarea β se împarte între un electron şi un neutrino. Calculele făcute explică foarte bine de ce neutrinul poate trece neobservat ducînd cu el energia «dispărută». Evidenţa experimentală a neutrinului va fi discutată în capitolul III.

*) Datele sînt luate din [33].

Electronul şi neutrinul nu există în nucleul β- activ, după cum fotonul emis de un atom excitat nu există în atom, ci este creat în momentul tranziţiei cuantice a unui electron dintr-o stare într-alta. Procesul de radiaţie în formă pură ar putea fi scris deci astfel

$$e \rightarrow e' + \gamma,$$

e şi e' reprezentînd electronul respectiv în starea iniţială şi în cea finală. Tot aşa, electronul şi neutrinul sînt creaţi în momentul tranziţiei cuantice a unui nucleon din starea neutron în starea proton (pentru dezintegrarea β^-). Tranziţia de radiaţie are loc în urma interacţiunii electronului din atom cu cîmpul electromagnetic, ale cărui particule sînt fotonii. În mod analog vom considera că tranziţiile β sînt determinate de interacţiunea nucleonilor cu un cîmp special (numit de unii autori «cîmpul lui Fermi») ale cărui particule sînt perechile electron-neutrino*). Transformarea unui nucleu β^--activ, $(x)^A_Z \rightarrow (y)^A_{Z+1} + e + \nu$ revine deci în formă pură la o tranziţie de tipul

$$n \rightarrow p + e + \nu,$$

efectuată în urma interacţiunii nucleonului cu cîmpul de perechi (prin ν am notat neutrinul). Formule analoge se pot scrie pentru nucleele β^+-active. Teoria dezintegrării β va fi deci teoria tranziţiilor $n \rightarrow p$ cu crearea simultană a unui electron şi a unui neutrino**).

După cum a remarcat Fermi [34], care a formulat primul o teorie a dezintegrării β în acord cu reprezentările actuale asupra nucleului şi cu legea conservării energiei, formalismul matematic al teoriei se poate construi uşor cu ajutorul metodei cuantificării a doua. Această metodă redă de altfel în modul cel mai natural procesele de creare şi anihilare de particule.

Problema centrală a teoriei o constituie găsirea termenului de interacţiune care intră în expresia hamiltonianului sistemului format din particulele grele şi cele uşoare şi care condiţionează tranziţiile β. În scrierea acestui termen, Fermi s-a condus după criteriul simplicităţii (care pare destul de vag) şi după criteriul invarianţei relativiste. Acesta din urmă impune anumite restricţii destul de serioase în alegerea termenului de interacţiune, dar şi el lasă încă mult arbitrar. Introducerea calculelor relativiste, cel puţin pentru particulele uşoare, este determinată de faptul că la energii ordinare pentru procesele β, de ordinul cîtorva MeV, electronii au viteze de ordinul vitezei luminii ($v \sim c$), iar neutrinul trebuie considerat, după cîte se pare, ca o particulă relativistă în orice condiţii. Dezintegrarea β este aşadar un proces tipic cuantic (ca toate procesele de radiaţie) şi relativist, dat fiind energiile puse în joc. Aparatul matematic adecvat pentru descrierea stării particulelor va fi deci mecanica cuantică relativistă a lui Dirac, pe care o vom considera valabilă şi pentru neutrino. Cu alte cuvinte, vom considera neutrinul tot ca o particulă Dirac, de spin 1/2 (în unităţi $\hbar$) dar fără sarcină, ceea ce concordă cu bilanţul momentului şi sarcinii în procesul β.

---

*) Tamm şi Ivanenko [35], [36] au încercat să construiască o teorie a forţelor nucleare bazată pe ideea că interacţia nucleonilor se face prin mijlocirea cîmpului de perechi. Deşi această încercare nu a condus la rezultate satisfăcătoare, ideea de bază după care forţele nucleare se datoresc schimbului de particule cu masă de repaus nenulă s-a dovedit a fi extrem de fecundă şi a jucat un rol hotărîtor în dezvoltarea fizicii nucleare (vezi şi [37], p. 715).

**) În teoria mezonică a forţelor nucleare [38], nucleonii sînt legaţi de cîmpul de perechi nu direct, ci prin intermediul mezonilor, iar tranziţia β reprezintă un proces în două etape după schema $n \rightarrow p + \pi^- \rightarrow p + e + \nu$. Aceasta nu schimbă însă, evident, nimic în rezultate.

În tratarea matematică a procesului de dezintegrare β vom face uz de unele rezultate ale teoriei lui Dirac şi de metoda cuantificării a doua, pe care le vom expune acum.

6. *Mecanica cuantică relativistă* (pentru particule de spin 1/2). Prin consideraţii de ordin foarte general*), Dirac a ajuns la concluzia că adevăratele ecuaţii de mişcare relativiste ale electronului trebuie să fie de ordinul întîi în raport cu toate cele patru variabile x, y, z, t şi că starea particulei, trebuie descrisă prin patru funcţii de undă, ψ_1, ψ_2, ψ_3, ψ_4. Ecuaţiile la care satisfac aceste funcţii, se pot scrie simbolic astfel

$$\left(\hat{P}_4 + \alpha_1 \hat{P}_1 + \alpha_2 \hat{P}_2 + \alpha_3 \hat{P}_3 + \alpha_4 mc\right)\psi_k = 0, \qquad (k = 1,2,3,4) \qquad (6.1)$$

unde operatorii P sînt respectiv

$$\hat{P}_1 = i\hbar\frac{\partial}{\partial x} - \frac{e}{c}A_x, \ldots, \hat{P}_4 = -i\hbar\frac{\partial}{c\partial t} - \frac{e}{c}V, \qquad (6.2)$$

iar α_i reprezintă matrici hermitice cu patru linii şi patru coloane, pentru care

$$\alpha_i\alpha_j + \alpha_j\alpha_i = 2\delta_{ij}\, I,$$

I fiind matricea unitate. Matricile α lucrează asupra indicelui funcţiilor ψ după legea

$$\alpha \cdot \psi_k = \Sigma\,(\alpha)_{kl}\,\psi_l, \qquad (6.3)$$

ca şi cum funcţiile ψ_i ar forma o matrice cu o singură coloană. În viitor, vom înţelege prin ψ ansamblul funcţiilor ψ_i scris ca matrice cu o singură coloană, iar prin $\overline{\psi}$ — acelaşi ansamblu scris ca matrice cu o singură linie. Pentru matricile α se pot lua următoarele expresii

$$\alpha_k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_k \\ \sigma_k & 0 \end{pmatrix} k = 1,2,3, \quad \alpha_4 = \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix},$$

σ_k fiind matricile de spin ale lui Pauli ([39], p. 137). Înainte de a trece mai departe, este util să introducem notaţii în spiritul relativităţii restrînse. Pentru aceasta, vom pune

$$x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z, \quad x_4 = ict,$$

$$\Phi_1 = A_x, \quad \Phi_2 = A_y, \quad \Phi_3 = A_z, \quad \Phi_4 = iV \;(\Phi_{1,2,3} = A_{x,y,z}, \; \Phi_4 = iV)$$

şi

$$\hat{\pi}_i = \hat{P}_i \text{ pentru } i = 1,2,3, \qquad \hat{\pi}_4 = i\hat{P}_4 = -\frac{1}{i}\left(-i\hbar\frac{\partial}{c\partial t} - \frac{e}{c}V\right),$$

adică

$$\hat{\pi}_\mu = i\hbar\frac{\partial}{\partial x_\mu} - \frac{e}{c}\Phi_\mu \quad (\mu = 1,2,3,4) \qquad (6.4)$$

*) Vezi de ex. [39] sau [40].

Putem transcrie acum ecuaţiile (6.1) cu noile notaţii şi vom obţine, înmulţind la stînga cu $i\alpha_4$ ($\alpha_4^2 = I$)

$$(i\alpha_4 \hat{P}_4 + \Sigma\, i\alpha_4 \alpha_j \hat{P}_j + imc)\,\psi = 0,$$

sau

$$(\alpha_4 \hat{\pi}_4 + \Sigma\, i\alpha_4 \alpha_j \hat{\pi}_j + imc)\,\psi = 0$$

sau încă, punînd $\gamma_j = i\alpha_4 \alpha_j$, $\gamma_4 = \alpha_4$,

$$(\Sigma \gamma_\mu \hat{\pi}_\mu + imc)\,\psi = 0. \tag{6.5}$$

Se verifică uşor că matricile γ_μ sînt hermitice şi că satisfac şi ele la relaţii de tipul

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu} I. \tag{6.6}$$

În cazul absenţei cîmpului electromagnetic ($\Phi_\mu = 0$) ecuaţia (6.5) se poate scrie sub forma mai comodă în aplicaţii

$$\sum \gamma_\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} + \frac{mc}{\hbar}\psi = 0. \tag{6.7}$$

Să vedem acum ce se întîmplă cu ecuaţiile lui Dirac (6.5), cînd trecem de la un sistem de referinţă inerţial la altul. O transformare generală Lorentz a coordonatelor se scrie astfel

$$x'_\mu = \sum_{\nu=1}^{4} a_{\mu\nu} x_\nu \quad \text{cu} \quad \sum a_{\mu\nu} a_{\mu\lambda} = \delta_{\nu\lambda}, \tag{6.8}$$

unde elementele conţinînd o singură dată indicele 4 sînt pur imaginare, iar celelalte reale ($a_{44} > 0$). Determinantul $|a_{\mu\nu}|$ este egal cu ± 1, valoarea $+1$ corespunzînd «rotaţiilor» în sens ordinar, iar valoarea -1, reflexiilor spaţiale

$$x'_1 = -x_1, \quad x'_2 = -x_2, \quad x'_3 = -x_3, \quad x'_4 = X_4$$

$$(x'_k = -x_k, \quad x'_4 = x_4).$$

Transformarea inversă a rotaţiei (6.8) este

$$x_\mu = \sum_\nu a_{\nu\mu} x'_\nu. \tag{6.8'}$$

Mărimile $\hat{\pi}_\mu$ se transformă ca un cvadrivector (în spaţiul x, y, z, ict, componentele covariante ale unui vector coincid cu cele contravariante, deoarece tensorul metric $g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu}$). Prin urmare,

$$\hat{\pi}_\mu = \sum a_{\nu\mu} \hat{\pi}'_\nu$$

şi introducînd în (6.5)

$$\left(\sum_\mu \gamma_\mu \sum_\nu a_{\nu\mu} \hat{\pi}'_\nu + imc\right)\psi(x'_\lambda) = 0,$$

sau

$$\left(\sum_\nu \hat{\pi}'_\nu \sum_\mu a_{\nu\mu} \gamma_\mu + imc\right)\psi = 0. \tag{6.9}$$

După cum vom arăta la paragraful următor, se poate afirma cu certitudine că există o matrice Λ astfel încît

$$\sum_{\mu} a_{\nu\mu} \gamma_\mu = \Lambda^{-1} \gamma_\nu \Lambda, \tag{6.10}$$

pentru orice ν, ceea ce dă în relaţia (6.9)

$$\left(\sum_{\nu} \hat{\pi}'_\nu \Lambda^{-1} \gamma_\nu \Lambda + imc \right) \psi = 0,$$

sau, înmulţind cu Λ la stînga

$$\left(\sum \gamma_\nu \hat{\pi}'_\nu + imc \right) \Lambda \psi = 0.$$

Aşadar, ecuaţiile lui Dirac sînt invariante la o transformare Lorentz, iar funcţiile ψ se transformă după legea

$$\psi'_i = \sum_k (\Lambda)_{ik} \psi_k \quad (\text{pe scurt } \psi' = \Lambda \psi). \tag{6.11}$$

Matricea Λ nu este în general unitară $(\Lambda^+ \neq \Lambda^{-1})$.

În teoria lui Dirac densitatea şi curentul de probabilitate se unesc într-un cvadrivector şi au respectiv expresiile

$$\rho = \bar{\psi}^* \psi = \sum_k \psi_k^* \psi_k, \tag{6.12}$$

$$\vec{j} = - c \bar{\psi}^* \vec{\alpha} \psi = - c \sum_k \psi_k^* \vec{\alpha} \psi_k, \tag{6.12'}$$

($\vec{\alpha}$ fiind matricea-vector de componente α_1, α_2, α_3) cu ecuaţia de continuitate

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0,$$

care exprimă conservarea probabilităţii. Funcţiile ψ_k trebuie deci normate punînd

$$\int (\psi_1^* \psi_1 + \ldots) \, d\Omega = 1.$$

În cazul absenţei cîmpului, ecuaţiile lui Dirac admit ca soluţii unde plane monocromatice

$$\psi_\kappa \left(\vec{r}, \; t \right) = a_k \, e^{\frac{i}{\hbar} (Wt - \vec{p} \, \vec{r})}, \tag{6.13}$$

cu relaţia relativistă între energie şi impuls: $W^2/c^2 = p^2 + m^2 c^2$. Două din cele patru amplitudini a_k sînt arbitrare ([39], p. 163). Putem pune de exemplu

$$a_1 = - \frac{p_z A + (p_x + ip_y) B}{\frac{W}{c} + mc}, \quad a_2 = - \frac{(p_x - ip_y) A - p_z B}{\frac{W}{c} + mc}, \tag{6.14}$$

$$a_3 = A, \quad a_4 = B.$$

Dar la un impuls $\vec{p}$ dat, corespund două energii egale şi de semn opus

$$W = \pm c\sqrt{p^2 + m^2c^2}, \tag{6.15}$$

şi teoria lui Dirac nu poate evita valorile negative ale energiei, aşa cum se face în cazul clasic [39]*). Se ştie că existenţa stărilor de energii negative, care a părut la început o gravă dificultate pentru teoria lui Dirac şi a suscitat numeroase controverse, a primit apoi o strălucită confirmare prin descoperirea pozitronului.

Stările de energii negative nu sînt direct accesibile experienţei, întrucît (după Dirac) ele sînt, în mod normal, saturate cu electroni şi determină o densitate uniformă de sarcină negativă, de la care noi nu putem observa decît abateri. Aşa de pildă, cînd o stare de energie negativă devine vacantă (prin plecarea unicului electron care se poate găsi în ea, conform principiului de excluziune), lacuna rămasă se manifestă ca o sarcină pozitivă, egală în valoare absolută cu sarcina electronului.

Dirac a arătat că o asemenea lacună trebuie efectiv să se comporte ca o particulă de masă egală cu a electronului, dar de sarcină inversă, adică în fond ca un pozitron. În ce condiţii poate însă părăsi un electron o stare de energie negativă? Se cunosc în momentul de faţă cîteva posibilităţi pentru asemenea procese. Una este interacţiunea cu o radiaţie energică (γ), capabilă să transmită unui electron suficientă energie pentru ca acesta să treacă dintr-o stare de energie negativă într-una de energie pozitivă. Rezultat experimental: apariţia unei perechi electron-pozitron (efect Joliot-Curie). Calculele teoretice sînt în bună concordanţă cu experienţa. O a doua posibilitate pe care o menţionăm este interacţiunea β a nucleonilor cu cîmpul electron-neutrino. Şi în acest caz, în urma interacţiunii, un nucleon poate «absorbi» un electron de energie negativă (şi un neutrino), trecînd din starea proton în starea neutron. Rezultat experimental: apariţia unui electron pozitiv de dezintegrare într-un proces β^+.

O ultimă chestiune pe care o mai discutăm aici este următoarea: densitatea de probabilitate (6.12), în cazul undei plane (6.13), devine, cu valorile (6.14),

$$\rho = \Sigma \psi_k^* \psi_k = 2W \frac{AA^* + BB^*}{W + mc^2}, \tag{6.16}$$

iar densitatea de curent

$$\vec{j} = -c\Sigma\psi_k^* \vec{\alpha} \psi_k = 2\vec{p}c^2 \frac{AA^* + BB^*}{W + mc^2}. \tag{6.17}$$

Prin urmare, comparînd (6.16) cu (6.17),

$$-\Sigma \psi_k^* \vec{\alpha} \psi_k = \frac{\vec{pc}}{W} \Sigma \psi_k^* \psi_k$$

sau, remarcînd că $\frac{\vec{pc^2}}{W}$ este tocmai viteza $\vec{v}$ corespunzătoare în mecanica relativistă impulsului $\vec{p}$ şi energiei W,

$$-\Sigma \psi_k^* \vec{\alpha} \psi_k = \frac{\vec{v}}{c} \Sigma \psi_k^* \psi_k. \tag{6.18}$$

Acest rezultat este valabil sub forma în care l-am expus numai pentru undele plane monocromatice (6.13), singurele cărora le corespund energii şi impulsuri simultan

*) p. 287.

bine determinate (şi deci şi viteze). El poate fi însă extins şi la cazul unei stări, oarecare, utilizînd dezvoltarea în integrală Fourier [39] *), dar în acest caz în locul vitezei $\vec{v}$ trebuie pusă viteza mijlocie în starea respectivă şi evaluarea (6.18) rămîne valabilă. De altfel, cu ajutorul hamiltonianului $\hat{\mathcal{H}} = -[eV + c(\alpha_1 \hat{P}_1 + \ldots + \alpha_4 mc)]$ din teoria lui Dirac se vede imediat că

$$\hat{v}_x = \frac{d\hat{x}}{dt} = \frac{i}{\hbar}(x\hat{\mathcal{H}} - \hat{\mathcal{H}}x) = -c\alpha_1, \ldots \quad \text{sau} \quad \hat{\vec{v}} = -c\vec{\alpha}.$$

7. *Covarianţii teoriei lui Dirac.* Funcţiile cu patru componente ψ_k, care satisfac ecuaţiile lui Dirac, se transformă la o transformare Lorentz a coordonatelor x_μ după legea $\psi'_i = \Sigma(\Lambda)_{ik}\psi_k$, unde $(\Lambda)_{ik}$ sînt elementele unei matrici cu patru linii şi patru coloane, în general neunitară. Existenţa matricii Λ a rămas nejustificată la § 6 şi o vom justifica acum. Pentru aceasta, după cum am arătat, este suficient să demonstrăm că există o matrice Λ, astfel încît

$$\gamma'_\mu = \Lambda^{-1}\gamma_\mu\Lambda$$

unde $\gamma'_\mu = \Sigma a_{\mu\nu}\gamma_\nu$ sînt matricile din (6.10). Existenţa matricii Λ rezultă atunci dintr-o teoremă absolut generală *), care are următorul enunţ: Dacă $\{\gamma_\mu\}$ şi $\{\gamma'_\mu\}$ sînt două sisteme de matrici satisfăcînd la relaţiile

$$\gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu}I, \quad \gamma'_\mu\gamma'_\nu + \gamma'_\nu\gamma'_\mu = 2\delta_{\mu\nu}I,$$

atunci se poate trece de la unul la altul printr-o asemănare, adică există o matrice Λ pentru care $\gamma'_\mu = \Lambda^{-1}\gamma_\mu\Lambda$. Vom numi pe scurt un sistem de matrici care satisfac la relaţiile (6.6) — «sistem de matrici Dirac». Este uşor de verificat că matricile $\gamma'_\mu = \Sigma a_{\mu\nu}\gamma_\nu$ formează un sistem de matrici Dirac, utilizînd relaţiile de ortogonalitate între coeficienţii unei transformări Lorentz.

Un sistem de mărimi care la o transformare Lorentz se transformă ca funcţiile de undă relativiste ale electronului a fost numit *spinor*. Aşadar, în teoria lui Dirac starea electronului este descrisă printr-un spinor cu patru componente. Ne interesează acum să formăm cu ajutorul spinorilor mărimi cu caracter tensorial, care singure pot reprezenta mărimi fizice, în conformitate cu principiile relativităţii. Asemenea mărimi tensoriale se pot forma prin combinaţii biliniare ale componentelor spinorilor. În cele ce urmează vom reţine numai legea de transformare $\psi' = \Lambda\psi$ a spinorilor şi vom lucra aproape exclusiv prin calculul algebric matricial, urmînd în de aproape linia expunerii lui Pauli din articolul citat. Mărimile cu varianţă relativistă, care se pot forma cu componentele conjugate complexe şi cu cele neconjugate ale unui spinor ψ sînt discutate, de pildă, în [39], p. 217. Le vom regăsi într-un mod care ni se pare mai unitar şi, pentru necesităţile teoriei dezintegrării β, vom lucra de la început cu doi spinori ψ şi φ, care la § 10, vor descrie respectiv starea electronului şi starea neutrinului (de altfel acest fapt nu schimbă nimic în forma expresiilor covariante, căci esenţială este numai legea de transformare).

*) O demonstraţie elementară se găseşte în [41]. Demonstraţia mai veche, bazată pe teoria grupurilor, este dată în [42], p. 135.

Mai întîi, o observaţie banală: legea de transformare a unui spinor scris ca matrice cu o singură linie (ceea ce am notat prin $\bar{\psi}$) este $\bar{\psi}' = \bar{\psi}\,\overline{\Lambda}$, adică se obţine formînd pur şi simplu transpusa produsului $\Lambda\psi$. La fel

$$\bar{\psi}^{*\prime} = \bar{\psi}^{*}\,\overline{\Lambda}^{*} = \bar{\psi}^{*}\,\Lambda^{+}. \tag{7.1}$$

Mai departe vom folosi o proprietate a matricii Λ şi anume *)

$$\Lambda^{+}\gamma_4\,\Lambda = \gamma_4, \tag{7.2}$$

(Λ^{+} este conjugata hermitică a matricii Λ), pentru orice transformare Lorentz (inclusiv cele cu reflexie spaţială). De asemenea **)

$$\Lambda\gamma_5 = \pm\gamma_5\,\Lambda, \quad \gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4, \tag{7.3}$$

după cum determinantul transformării Lorentz este $+1$ sau -1. În loc de $\gamma_4\,(\gamma_4 = \alpha_4)$ vom scrie β, aşa cum se face de obicei. Construirea covarianţilor este acum relativ simplă. Într-adevăr, putem scrie, ţinînd seama de (7.1) şi de (7.2),

$$\bar{\psi}^{*}\,\overline{\Lambda}^{*}\beta F\varphi' = \bar{\psi}^{*}\beta\Lambda^{-1}F\Lambda\varphi,$$

F fiind o matrice arbitrară, de unde, scriind în membrul întîi $\bar{\psi}^{*\prime}$ în loc de $\bar{\psi}^{*}\,\overline{\Lambda}^{*}$, obţinem relaţia fundamentală

$$\bar{\psi}^{*\prime}\beta F\varphi' = \bar{\psi}^{*}\beta\Lambda^{-1}F\Lambda\varphi. \tag{7.4}$$

De aici se deduc pe rînd expresiile obişnuite pentru cele cinci mărimi covariante. Făcînd $F = 1$, obţinem

$$\bar{\psi}^{*\prime}\beta\varphi' = \bar{\psi}^{*}\beta\varphi,$$

ceea ce arată că $\bar{\psi}^{*}\beta\varphi$ este un scalar. Apoi, punînd $F = \gamma_\mu$ şi ţinînd seama de (6.10) obţinem

$$\bar{\psi}^{*\prime}\beta\gamma_\mu\varphi' = \bar{\psi}^{*}\beta\Lambda^{-1}\gamma_\mu\,\Lambda\varphi = \sum_\nu a_{\mu\nu}\,\bar{\psi}^{*}\beta\gamma_\nu\varphi,$$

ceea ce arată că mărimile $\bar{\psi}^{*}\beta\gamma_\mu\varphi$, $\mu = 1, 2, 3, 4$, sînt componentele unui cvadrivector polar. La fel se găseşte tensorul antisimetric de ordinul doi $\bar{\psi}^{*}\beta\gamma_{\mu\nu}\varphi\left(\text{cu } \gamma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)\right)$ şi un tensor antisimetric de ordinul trei, care degenerează într-un cvadrivector axial (sau pseudovector). În sfîrşit, punînd $F = \gamma_5$ se obţine, ţinînd seama de (7.3),

$$\bar{\psi}^{*\prime}\beta\gamma_5\varphi' = \bar{\psi}^{*}\beta\Lambda^{-1}\gamma_5\,\Lambda\varphi = \pm\bar{\psi}^{*}\beta\gamma_5\varphi,$$

semnul $+$ fiind valabil pentru transformările Lorentz cu determinant $(+1)$, iar semnul $-$ pentru transformările Lorentz cu determinant (-1), ceea ce arată că mărimea $\bar{\psi}^{*}\beta\gamma_5\varphi$ este un pseudoscalar ***).

---

*) W. Pauli, [41], p. 125.
**) Idem, p. 126.
***) O mărime se numeşte pseudoscalară, dacă îşi schimbă semnul la o reflexie spaţială $(x_k' = -x_k,\ t' = t)$ şi rămîne invariantă la transformările Lorentz cu determinant $|a_{\mu\nu}| = +1$.

Utilizînd relaţiile de definiţie ale matricilor γ putem scrie cele cinci mărimi covariante sub forma curentă [43, 44]

$$\begin{array}{lll} (S) & \bar{\psi}^{*}\beta\varphi & \text{(scalar)}, \\ (V) & i\bar{\psi}^{*}\overrightarrow{\alpha}\varphi, \quad \bar{\psi}^{*}\varphi & \text{(vector polar)}, \\ (T) & \bar{\psi}^{*}\beta\overrightarrow{\sigma}\varphi, \quad \psi^{*}\beta\overrightarrow{\alpha}\varphi & \text{(tensor a.s.)}, \\ (A) & \bar{\psi}^{*}\overrightarrow{\sigma}\varphi, \quad i\bar{\psi}^{*}\gamma_5\varphi & \text{(vector axial)}, \\ (P) & \bar{\psi}^{*}\beta\gamma_5\varphi & \text{(pseudoscalar)}. \end{array} \tag{7.5}$$

În (7.5) matricile $\sigma_{1,2,3}$ sînt matricile de spin ale lui Pauli, dublate la 4 linii şi 4 coloane astfel: $\begin{pmatrix} \sigma_k & 0 \\ 0 & \sigma_k \end{pmatrix}$.

8. *Cuantificarea a doua**). Pe baza ideilor generale ale mecanicii cuantice, era firesc să se caute o reprezentare adecvată a mărimilor de cîmp (ca vectorii $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ ai cîmpului electromagnetic). Mai precis, s-a pus problema găsirii unui procedeu care să lege în general problema sistemelor de particule identice de cuantificarea unui cîmp tridimensional. Acest lucru s-a putut face, cuantificîndu-se tocmai funcţia de undă a unei singure particule, considerată ca un cîmp «clasic». Cum funcţia de undă se obţine în urma trecerii de la ecuaţia clasică a lui Hamilton-Jacobi la ecuaţia lui Schrödinger, ceea ce reprezintă în sine o cuantificare, urmează că cuantificarea funcţiei de undă va fi o a doua cuantificare. De aici şi numele metodei. Avantajele cuantificării a doua ies în evidenţă, mai cu seamă, în studiul proceselor de creare şi distrugere de particule, care face obiectul teoriei cuantice a cîmpurilor (vezi de ex. § 10).

Există două formulări distincte ale metodei, după cum particulele satisfac statistica Bose-Einstein (spin întreg) sau statistica Fermi-Dirac (spin semiîntreg). Întrucît în teoria dezintegrării β vom avea de-a face exclusiv cu particule de spin $\frac{1}{2}$, nu vom discuta aici decît acest din urmă caz.

Fie $\psi\,(q_1,\ q_2, \ldots, q_N|t)$ funcţia de undă a unui sistem de N particule identice de spin semiîntreg, unde prin q_i înţelegem totalitatea coordonatelor de poziţie şi de spin x_i, y_i, z_i, ρ_i ale particulei *nri*. Presupunînd că particulele interacţionează două cîte două (interacţiune internă a sistemului), putem scrie hamiltonianul sistemului sub forma

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{k=1}^{N} \hat{\mathcal{H}}\,(q_k) + \sum_{k<l=1}^{N} \hat{W}\,(q_k,\ q_l),$$

unde $\hat{\mathcal{H}}\,(q_k)$ este hamiltonianul unei particule izolate, iar $\hat{W}\,(q_k,\ q_l)$, hamiltonianul de interacţiune între două particule. De exemplu, în cazul interacţiunii coulombiene

$$W\,(q_k,\ q_l) = \frac{e^2}{\left|\overrightarrow{r_k} - \overrightarrow{r_l}\right|}.$$

*) Pentru o expunere mai completă a cuantificării a doua, vezi de ex. [45], cap. VI sau [46].

Fie $E_k^{(i)}$, $i=1, 2 \ldots n, \ldots$ valorile proprii ale energiei particulei k izolate şi $\psi(E_k^{(i)}, q_k)$ funcţiile proprii corespunzătoare. Funcţia $\psi(q_1, q_2, \ldots | t)$ poate fi dezvoltată în serie astfel

$$\psi(q_1, q_2, \ldots | t) = \sum_{E_1 E_2 \ldots E_N} c(E_1, E_2, \ldots, E_N) t) \psi(E_1, q_1) \ldots \psi(E_N q_N),$$

unde $E_1, \ldots, E_N$ parcurg independent valorile $E^{(1)}, \ldots, E^{(n)} \ldots$ Coeficientul $c(E_1, E_2 \ldots E_N | t)$ poate fi considerat ca funcţie de undă a sitemului în reprezentarea energiei. În conformitate cu principiile mecanicii cuantice, $|c(E_1^{(i_1)}, \ldots | t)|^2$ dă probabilitatea ca prima particulă să se găsească în starea de energie $E^{(i_1)}$ a doua — în starea de energie $E^{(i_2)}$ ş.a.m.d. În cazul de care ne ocupăm, stările $i_1, i_2, \ldots i_N$ trebuie neapărat să fie toate distincte, deoarece particulele de spin semiîntreg se supun principiului de excluziune şi acesta interzice ca două particule să se găsească simultan în aceeaşi stare. Funcţia de undă $c(E_1, \ldots E_N | t)$ a sistemului este antisimetrică faţă de permutarea a două particule, ca şi $\psi(q_1, q_2, \ldots q_N | t)$. De aceea trebuie făcută o convenţie pentru stabilirea semnului ei: funcţia $c(E_1 \ldots | t)$ se consideră pozitivă, atunci cînd valorile argumentelor $E_1 = E^{(i_1)}$, $E_2 = E^{(i_2)}, \ldots$ corespund ordinii naturale $i_1 < i_2 < \ldots < i_N$ a indicilor, sau se pot obţine din aceasta printr-un număr par de transpoziţii, şi negativă în cazul contrar.

Pentru a trece în reprezentarea cuantificării a doua, vom lua ca variabile independente numerele de ocupare N_i, adică numerele de particule aflate în diversele stări posibile (i). Aceste variabile nu pot lua, bineînţeles, decît valorile 0 şi 1. Vom pune

$$c(E^{(i_1)}, E^{(i_2)}, \ldots, E^{(i_N)} | t) = C(N_1, N_2, \ldots | t), \tag{8.1}$$

unde în membrul doi numai variabilele $N_{i_1}, N_{i_2}, \ldots$ sînt diferite de zero (şi au valoarea 1). Cu convenţia de semn adoptată, vom avea

$$c(\ldots, E^{(i_k+1)}, E^{(i_p)}, E^{(i_k+1)}, \ldots | t) = (-1)^{N_1+N_2+\ldots+N_{i_k}+N_1'+N_2'+\ldots+N_{i_p}'} \cdot$$

$$\cdot C(\ldots N_{i_k} - 1, \ldots, N_{i_p} + 1 \ldots | t),$$

cînd înlocuim starea i_k prin starea i_p. Şirul $N_1', N_2' \ldots N_{i_p}'$ diferă de $N_1, N_2 \ldots N_{i_p}$ numai prin aceea că $N_{i_p} = 0$ este înlocuit cu $N_{i_p}' = 1$, iar $N_{i_k} = 1$ cu $N_{i_k}' = 0$. Introducînd funcţia de semn a lui Wigner

$$\nu_g = \pi_{i \leqslant g} (1 - 2 N_i),$$

se vede că $(-1)^{N_1+N_2+\ldots+N_{i_k}} = \nu_{i_k}$ şi $(-1)^{N_i'+\ldots+N_{i_p}'} = \nu_{i_p}'$, deci

$$c(\ldots E^{(i_k-1)}, E^{(i_p)}, E^{(i_k+1)}, \ldots) = \nu_{i_k} \nu_{i_p}' C(\ldots N_{i_k} - 1, \ldots, N_{i_p} + 1, \ldots | t). \tag{8.2}$$

Cu ajutorul operatorilor $\hat{a}_k$, $\hat{a}_k^+$, care lucrează asupra funcţiilor depinzînd de numerele de ocupare după legea

$$\hat{a}_n f(N_1, \ldots, N_n, \ldots) = \begin{cases} -\nu_n f(\ldots N_n + 1 \ldots) & \text{dacă } N_n = 1 \\ 0 & \text{dacă } N_n = 0, \end{cases}$$

$$\hat{a}_n^+ f(N_1, \ldots, N_n, \ldots) = \begin{cases} 0 & \text{dacă } N_n = 0, \\ \nu_n f(\ldots N_n - 1 \ldots) & \text{dacă } N_n = 1, \end{cases} \tag{8.3}$$

relaţia (8.2) se poate scrie astfel (presupunînd $i_p > i_k$)

$$c(\ldots E^{(i_k-1)}, E^{(i_p)}, E^{(i_k+1)}, \ldots | t) = \hat{a}_{i_k}^+ \hat{a}_{i_p} C(N_1, N_2 \ldots N_{i_k} \ldots N_{i_p} \ldots | t).$$

Operatorii $\hat{a}$, $\hat{a}^+$ satisfac la următoarele relaţii de permutare

$$\begin{aligned} \hat{a}_n^+ \hat{a}_m + \hat{a}_m \hat{a}_n^+ &= \delta_{mn}, \\ \hat{a}_n \hat{a}_m + \hat{a}_m \hat{a}_n &= 0, \\ \hat{a}_n^+ \hat{a}_m^+ + \hat{a}_m^+ \hat{a}_n^+ &= 0. \end{aligned} \tag{8.4}$$

(pentru particulele Bose relaţiile de permutare corespunzătoare diferă de (8.4) prin semn). În cele din urmă se găseşte hamiltonianul sistemului în cuantificarea a doua

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_i \hat{N}_r E^{(i)} + \frac{1}{2} \sum_{m,n,p,s} \hat{a}_m^+ \hat{a}_n^+ W_{mn,ps} \hat{a}_p \hat{a}_s, \tag{8.5}$$

unde $\hat{N}_i = \hat{a}_i^+ \hat{a}_i$ este operatorul variabilei N_i. În (8.5) $W_{mn,ps}$ este elementul de matrice al interacţiunii (interne)

$$W_{mn,ps} = \iint \psi^*(E_m, q) \psi^*(E_n, q') \hat{W}(q,q') \psi(E_{p,q}) \psi(E_s, q') dq\, dq'.$$

Cu ajutorul operatorilor $\hat{a}$, $\hat{a}^+$ introduşi, funcţia de undă (cîmpul particulei respective*) se cuantifică punînd, de exemplu,

$$\hat{\psi}(q) = \sum \hat{a}_n \psi(E^{(n)}, q), \quad \hat{\psi}^+(q) = \sum \hat{a}_n^+ \psi^*(E^{(n)}, q). \tag{8.6}$$

Ţinînd seama de normarea şi de ortogonalitatea funcţiilor proprii $\psi(E^{(n)}, q)$, se vede că hamiltonianul (8.5) se poate exprima cu operatorii $\hat{\psi}$, $\hat{\psi}^+$ astfel

$$\hat{\mathcal{H}} = \int \hat{\psi}^+ \hat{\mathcal{H}}(q) \hat{\psi}\, dq + \frac{1}{2} \iint \hat{\psi}^+(q) \hat{\psi}^+(q') \hat{W}(q,q') \hat{\psi}(q) \hat{\psi}(q) \hat{\psi}(q')\, dq.\, dq'. \tag{8.7}$$

*) Funcţia de undă în cuantificarea a doua este $c(N_1, N_2 \ldots N_n \ldots | t)$ din (8.1) şi nu $\hat{\psi}$.

Cîmpul cuantificat prin (8.6) satisface la relaţiile analoge cu (8.4):

$$\hat{\psi}(q)\hat{\psi}^{+}(q') + \hat{\psi}^{+}(q')\hat{\psi}(q) = \delta(q-q'),$$

$$\hat{\psi}(q)\hat{\psi}(q') + \hat{\psi}(q')\hat{\psi}(q) = 0, \tag{8.8}$$

$$\hat{\psi}^{+}(q)\hat{\psi}^{+}(q') + \hat{\psi}^{+}(q')\hat{\psi}^{+}(q) = 0.$$

Se vede de asemenea că operatorul

$$\hat{N} = \int \hat{\psi}^{+}(q)\,\hat{\psi}(q)\,dq \tag{8.9}$$

corespunde în cuantificarea a doua observabilei «numărul total de particule» şi că este o integrală primă, deoarece

$$\left[\hat{\mathcal{H}}, \hat{N}\right] = \frac{i}{\hbar}\left(\hat{N}\hat{\mathcal{H}} - \hat{\mathcal{H}}\hat{N}\right) = 0.$$

De aici rezultă o consecinţă remarcabilă: numărul total de particule rămîne constant dacă nu există decît interacţiune internă (aceasta provoacă tranziţii cuantice, dar cu conservarea numărului total de particule). În schimb, în anumite alte condiţii, operatorul (8.9) poate să nu comute cu $\hat{\mathcal{H}}$ şi atunci numărul de particule nu mai este obligatoriu constant, devenind posibilă crearea şi distrugerea de particule. Acest lucru se întîmplă în general la interacţiunea mai multor cîmpuri, corespunzînd unor particule diferite, cum este cazul la dezintegrarea β.

Mai este de remarcat următorul fapt, pe care-l vom folosi din plin ceva mai departe (vezi § 10). Cînd se scrie termenul de interacţiune în cuantificarea a doua coeficientul operatorului corespunzător unei tranziţii cuantice reprezintă tocmai elementul de matrice al energiei de interacţiune pentru acea tranziţie (factorul $\frac{1}{2}$ din formula (8.5) se datoreşte simetriei operatorului $W(q,q')$ sau altfel spus: există două moduri în care două particule pot trece din starea p, s în starea m, n).

9. *Teoria perturbaţiilor nestaţionare**). Cazul perturbaţiilor variabile în timp se tratează cel mai comod cu ajutorul metodei variaţiei constantelor (Dirac). Fie $\hat{\mathcal{H}}_0$ hamiltonianul sistemului neperturbat şi $\hat{W}(q, t)$ energia perturbatoare. Ecuaţia de evoluţie a stării sistemului va fi atunci

$$[\hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{W}(q, t)]\,\psi = -i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}. \tag{9.1}$$

Dacă ψ_n sînt funcţiile proprii ale operatorului $\hat{\mathcal{H}}_0$, aparţinînd respectiv valorilor proprii E_n (stări staţionare), atunci putem dezvolta starea ψ în serie astfel

$$\psi(q, t) = \sum_n c(E_n, t)\,\psi(q)\,e^{\frac{i}{\hbar}E_n t}. \tag{9.2}$$

*) Vezi, pentru o expunere mai riguroasă [47], p. 326.

Introducînd (9.2) în (9.1), şi făcînd un calcul obişnuit în teoria perturbaţiilor, se găseşte în cele din urmă

$$\frac{d}{dt} c(E_m, t) = \frac{i}{\hbar} \sum_n c(E_n, t)\, W_{mn}(t)\, e^{\frac{i}{\hbar}(E_m - E_n)}, \tag{9.3}$$

unde

$$W_{mn}(t) = \int \psi_m^*(q)\, \hat{W}(q, t)\, \psi_n(q)\, dq.$$

Sistemul de ecuaţii diferenţiale (9.3) nu se poate integra în general exact, dar se pot găsi soluţii aproximative, valabile pentru un anumit interval de timp. Să presupunem, de pildă, că la momentul $t_0 = 0$ sistemul se găsea în starea cuantică n şi că ne interesează starea în care se va afla după un timp t, suficient de scurt, pentru ca mărimile c şi W_{mn} să poată fi considerate practic constante. În acest caz, evident, vom avea $c(E_m, 0) = \delta_{mn}$ şi cu ipoteza făcută obţinem din (9.3)

$$\frac{d}{dt} c(E_m, t) = \frac{i}{\hbar} W_{mn}\, e^{\frac{i}{\hbar}(E_n - E_m)t},$$

de unde

$$c(E_m, t) = W_{mn} \frac{e^{\frac{i}{\hbar}(E_n - E_m)t} - 1}{E_n - E_m}. \tag{9.4}$$

Pătratul modulului expresiei (9.4) dă, după cum se ştie, probabilitatea ca la momentul t să găsim sistemul în starea cuantică m. Cum la momentul $t_0 = 0$ sistemul se găsea prin ipoteză în starea n, rezultă că $|c(E_m, t)|^2$ dă totodată şi probabilitatea tranziţiei $n \to m$ în intervalul de timp t. Notînd această probabilitate cu $P(n \to m \mid t)$ putem scrie deci

$$P(n \to m \mid t) = |c(E_m, t)|^2 = 4 |W_{mn}|^2 \frac{\sin^2 \frac{(E_n - E_m)t}{2\hbar}}{(E_n - E_m)^2}. \tag{9.5}$$

Dacă starea finală m aparţine spectrului continuu, atunci are sens numai să căutăm probabilitatea $P(n \to \Delta E \mid t)$ a tranziţiei din starea n, într-o stare din intervalul de energii E, $E + \Delta E$. Fie $\frac{dN}{dE} = \sigma(E)$ densitatea stărilor finale în scara energiilor. Pentru a găsi probabilitatea $P(n \to \Delta E \mid t)$ trebuie să însumăm expresiile (9.5) peste toate stările finale din intervalul E, $E + \Delta E$, adică

$$P(n \to \Delta E \mid t) = 4 \int_E^{E+\Delta E} |W_{mn}|^2 \frac{\sin^2 \frac{(E_n - E)t}{2\hbar}}{(E_n - E)^2} \frac{dN}{dE} dE =$$

$$= 4 \langle |W_{mn}|^2 \rangle_{\text{med}}\, \sigma(E) \int_E^{E+\Delta E} \left(\frac{\sin \frac{t}{2\hbar}(E - E_n)}{E - E_n} \right)^2 dE.$$

Expresia de integrat are un maximum pronunţat pentru $E = E_n$, cu alte cuvinte probabilitatea maximă o au tranziţiile în stări cu energie apropiată de cea iniţială. Pentru aceste tranziţii, integrala poate fi extinsă de la $-\infty$ la $+\infty$, deoarece se adaugă astfel contribuţii neglijabile. Dar

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 qx}{x^2}\, dx = \pi q$$

şi deci, împărţind cu t, obţinem pentru probabilitatea tranziţiei în unitatea de timp

$$P(n \to \Delta E) = \frac{2\pi}{\hbar} \langle |W_{mn}|^2 \rangle_{\text{med}}\, \sigma(E). \tag{9.6}$$

Posibilitatea unor tranziţii în stări, care nu au energia riguros egală cu energia stării iniţiale, nu contrazice legea conservării energiei, căci nivelele cuantice la care ne referim sînt ale stărilor neperturbate.

Să calculăm acum densitatea stărilor finale în scara energiilor. Clasic vorbind, volumul în spaţiul fazelor pe care-l poate ocupa punctul reprezentativ (starea) al unei particule, închisă într-o cutie de volum Ω, cu condiţia ca impulsul ei să fie cuprins între p şi $p + dp$ este

$$\int dx\, dy\, dz\, dp_x\, dp_y\, dp_z = \Omega \int dp_x\, dp_y\, dp_z = 4\pi p^2 dp\, \Omega.$$

Pentru a găsi numărul stărilor cuantice posibile în aceleaşi condiţii, este suficient să împărţim volumul clasic prin $\hbar^3$ şi să înmulţim cu 2, pentru a ţine seama de cele două orientări posibile ale spinului. În definitiv,

$$dN = \frac{\Omega\, 8\pi p^2 dp}{\hbar^3} = \frac{\Omega\, p^2 dp}{\pi^2 \hbar^3} \quad \text{sau în energii} \quad dN = \frac{\Omega}{\pi^2 \hbar^3} \frac{p^2}{v} dE,$$

deoarece $dE = v dp$ (în cazul relativist $dW = v dp$).

10. *Termenul de interacţiune.* După cum am mai spus, problema centrală a teoriei dezintegrării β o constituie alegerea termenului de interacţiune, care să asigure tranziţiile $n \to p$ cu crearea simultană a unei perechi electron-neutrino. Restul se reduce la o simplă aplicaţie a teoriei perturbaţiilor nestaţionare.

Pentru a aplica în modul cel mai consecvent metoda cuantificării a doua, vom considera nu numai particulele uşoare, ci şi pe cele grele ca cuante ale unor cîmpuri, care ar putea fi numite respectiv cîmp protonic şi cîmp neutronic. Interacţiunea β revine atunci la interacţia celor patru cîmpuri ale căror cuante participă la procesul radioactiv.

Există în momentul de faţă motive serioase de a admite că nu este indiferentă prioritatea între cîmp şi particulă, ci că existenţa particulei este subordonată existenţei cîmpului, este condiţionată de aceasta [48, 49]. Deosebit de clar rezultă o asemenea concluzie din faptul că, chiar în absenţa particulelor, cîmpul poate exista sub forma aşa-numitelor « oscilaţii de zero », care dau o contribuţie infinită la energie. Acest rezultat al teoriei cuantice a cîmpului a părut mult timp un supliment destul

de neplăcut al teoriei, dar experienţe foarte fine realizate în ultimii ani l-au confirmat într-un mod cu totul neaşteptat*).

Aşadar, vom lucra cu patru cîmpuri U (neutron), V (proton), ψ (electron) şi φ (neutrino), despre care vom admite că sînt reprezentate prin spinori cu patru componente, dat fiind că particulele corespunzătoare au toate spin $\frac{1}{2}$. Cuantificarea acestor cîmpuri o vom face în modul obişnuit, prin cuantificarea a doua, punînd

$$U = \sum u_n(\vec{r})\,\hat{B}_n,\ \hat{V} = \sum v_m(\vec{r})\,\hat{A}_m,\ \hat{\psi} = \sum \psi_s \hat{a}_s,\ \hat{\varphi} = \sum \varphi_\sigma \hat{b}_\sigma \qquad (10.1)$$

şi expresii analoge pentru operatorii conjugaţi hermitic

$$U^+ = \sum u_n^* \hat{B}_n^+,\ \hat{V}^+ = \sum v_m^* \hat{A}_m^+,\ \hat{\psi}^+ = \sum \psi_s^* \hat{a}_s^+,\ \hat{\varphi}^+ = \sum \varphi_\sigma^* \hat{b}_\sigma^+ \qquad (10.2)$$

De asemenea, ca şi înainte, vom înţelege prin $\hat{\overline{U}}$, $\hat{\overline{V}}$, ... operatori analogi cu (10.1), dar în care spinorii $u_n(\vec{r})$, $v_m(\vec{r})$, ... sînt scrişi ca matrici cu o singură linie. Tot aşa pentru (10.2).

Din motive de simplicitate, F e r m i a presupus că în expresia hamiltonianului de interacţiune intervin numai funcţiile de undă (nu şi derivatele lor) şi a făcut uz de condiţia invarianţei relativiste. După cum am arătat la § 7, cu componentele a doi spinori se pot construi cinci combinaţii biliniare covariante. De fapt ar mai trebui adăugat la acestea încă cinci combinaţii biliniare, cu proprietăţile de varianţă inversate la reflexii**). Într-adevăr, dacă de pildă φ este un pseudospinor, adică se transformă la o reflexie spaţială după legea $\varphi' = -\gamma_4 \varphi$ (în timp ce pentru spinorul ψ legea de transformare este $\psi' = \gamma_4 \psi$), atunci $\overline{\psi}^* \beta \gamma_5 \varphi$ va fi un scalar, iar $\overline{\psi}^* \beta \varphi$, un pseudoscalar, ş.a.m.d.

Semnificaţia operatorilor $\hat{A}$, $\hat{A}^+$ ... fiind cea obişnuită, se vede că un termen care să producă tranziţia $n \to p + e + \nu$, trebuie să conţină un operator de tipul

$$\hat{A}^+ \hat{B} \hat{a}^+ \hat{b}^+,$$

iar pentru tranziţia inversă $p \to n + \bar{e} + \bar{\nu}$

$$\hat{A} \hat{B}^+ \hat{a} \hat{b}$$

Înainte de a trece mai departe, vom face o schimbare în schemele tranziţiilor β, care ne va uşura mult scrierea interacţiunii, introducînd o oarecare simetrie şi anume, vom considera tranziţiile β^- legate de crearea unui electron şi a unui antineutrino ($n \to p + e + \bar{\nu}$), iar tranziţiile β^+ — de crearea unui pozitron şi a unui

*) Avem în vedere aici experienţele lui Lamb şi Retherford [50], care au pus în evidenţă deplasarea nivelelor atomului de hidrogen. De asemenea, măsurătorile recente care au arătat că momentul magnetic al electronului nu este riguros egal cu $\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$ ci $\mu_e = \mu_B \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi}\right)$, unde $\alpha = 1/137$ este constanta de structură fină [51].

**) Remarca aparţine acad. L. D. L a n d a u. Vezi nota din [52], precum şi [53], [54].

neutrino ($p \to n + \bar{e} + \nu$) *). Dezintegrarea β^- va fi asigurată atunci prin operatori de tipul $\hat{A}^+\hat{B}\hat{a}^+\hat{b}$, iar dezintegrarea β^+ —prin operatorii adjuncți $\hat{A}\hat{B}^+\hat{a}\hat{b}$. Cele cinci variante posibile pentru densitatea termenului de interacțiune, permise de condiția de invarianță, sînt

$$\begin{aligned}
&(S)\ g\left[\left(\hat{\bar{V}}^+\beta\hat{U}\right)\left(\hat{\bar{\psi}}^+\beta\hat{\varphi}\right) \quad + \text{conj. herm.}\right],\\
&(V)\ g\left[\left(\hat{\bar{V}}^+\gamma_\mu\hat{U}\right)\left(\hat{\bar{\psi}}^+\gamma_\mu\hat{\varphi}\right) \quad + \text{conj. herm.}\right],\\
&(T)\ g\left[\left(\hat{\bar{V}}^+\gamma_{\mu\nu}\hat{U}\right)\left(\hat{\bar{\psi}}^+\gamma_{\mu\nu}\hat{\varphi}\right) \quad + \text{conj. herm.}\right], \qquad (10.3)\\
&(A)\ g\left[\left(\hat{\bar{V}}^+\gamma_{\mu\nu\lambda}\hat{U}\right)\left(\hat{\psi}\gamma_{\mu\nu\lambda}\hat{\varphi}\right) \quad + \text{conj. herm.}\right],\\
&(P)\ g\left[\left(\hat{\bar{V}}^+\beta\gamma_5\hat{U}\right)\left(\hat{\bar{\psi}}^+\beta\gamma_5\hat{\varphi}\right) \quad + \text{conj. herm.}\right],
\end{aligned}$$

unde g măsoară intensitatea interacțiunii β, iar conj. herm. este adăugat pentru a asigura hermiticitatea operatorului.

Întrucît $|\psi|^2 d\Omega$ reprezintă o probabilitate, adică un număr pur, rezultă că $|\psi|^2$ are dimensiunea — 1 față de volum sau $[|\psi|] = L^{-3/2}$. Dimensiunile lui g se pot găsi ținînd seama că în (10.3) apare produsul a patru funcții de undă și că rezultatul trebuie să fie o densitate de energie:

$[g] \cdot (L^{-3/2})^4 = [\text{Dens. de energie}] = L^{-1} MT^{-2}$, adică $[g] = L^5 MT^{-2}$. În sistemul CGS constanta interacțiunii β se va măsura deci în erg. cm^3, iar valoarea ei trebuie găsită din experiență.

Hamiltonianul de interacțiune în cuantificarea a doua se obține integrînd densitatea (10.3) pe tot spațiul

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}} = \int (S)\ d\Omega \text{ etc.} \qquad (10.4)$$

Conform unei observații făcute la sfîrșitul § 8, coeficientul unui operator de tipul $\hat{A}^+\hat{B}\hat{a}^+\hat{b}$ (sau $\hat{A}\hat{B}^+\hat{a}\hat{b}^+$) din $\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}}$ dă automat elementul de matrice al energiei de interacțiune (considerată ca o perturbație) pentru tranziția corespunzătoare. Astfel, în cazul simplu al variantei scalare obținem pentru elementul de matrice al unei tranziții $n \to p + e + \bar{\nu}$ următoarea valoare

$$(\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}})_{n\to ms\sigma} = g\int \left[\psi_m^*(\vec{r})\,\beta u_n(\vec{r})\right]\left[\psi_s^*(\vec{r})\,\beta\varphi_\sigma(\vec{r})\right] d\Omega.$$

Un rezultat fundamental este că, într-o aproximație, forma spectrului β calculat este independentă de varianta utilizată. O alegere între diversele variante este posibilă deaceea numai în anumite cazuri speciale, care de altminteri nu au condus pînă acum la concluzii definitive.

*) Deși la prima vedere s-ar părea că antineutrinul nu poate fi deosebit de neutrin, totuși există posibilitatea principială de a-i distinge în interacțiile cu nucleonii [55], [56], [57]. Aceasta nu afectează însă teoria dezintegrării β [53].

11. *Calculul distribuției în energii.* În cele ce urmează vom lucra în general cu forma aleasă inițial de Fermi, adică cu vectorul polar (V)

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}} = g\int\left[\left(\hat{\bar{U}}^{+}\hat{V}\right)\left(\hat{\bar{\psi}}^{+}\hat{\varphi}\right) - \left(\hat{\bar{U}}^{+}\vec{\alpha}\hat{\bar{V}}\right)\left(\hat{\bar{\psi}}^{+}\vec{\alpha}\hat{\varphi}\right)\right]d\Omega + \text{conj. herm.} \qquad (11.1)$$

Vitezele nucleonilor în nucleu sînt în medie mici față de viteza luminii $\left(\frac{\bar{v}}{c} \sim 1/10\right)$, ceea ce se poate vedea aplicînd teorema virialului. Energia cinetică medie fiind de ordinul energiei de legătură, adică $\sim 7-8$ MeV, rezultă atunci $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \sim \frac{7}{1\,000}$, de unde $\beta \sim 0{,}1$. De asemenea, putem admite că această viteză medie nu variază între starea inițială și finală, întrucît energia de legătură pe nucleon este practic constantă pe cea mai mare întindere a tabloului periodic. În conformitate cu cele spuse la sfîrșitul § 6 rezultă că

$$\hat{\bar{V}}^{+}\vec{\alpha}\hat{U} \sim \frac{\bar{v}}{c}\hat{\bar{V}}^{+}\hat{U}.$$

Așadar, într-o primă aproximație, putem neglija al doilea termen din (11.1) față de primul punînd

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}} = g\int\left(\hat{\bar{V}}^{+}\hat{U}\right)\left(\hat{\bar{\psi}}^{+}\hat{\varphi}\right)d\Omega + \text{conj. herm.},$$

iar elementul de matrice pentru o tranziție β^{-} va fi

$$\left(\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}}\right)_{n\to msc} = g\int\bar{\psi}_m^{*}(\vec{r})\,u_n(\vec{r})\,\bar{\psi}_s^{*}(\vec{r})\,\varphi_\sigma(\vec{r})\,d\Omega. \qquad (11.2)$$

Pentru a găsi probabilitatea emisiei în unitatea de timp a unui electron cu impulsul cuprins între p_e și $p_e + dp_e$ și a unui antineutrino cu impulsul între p_ν și $p_\nu + dp_\nu$ vom face uz de formula (9.6). Observăm că densitatea stărilor finale ale neutrinului este (ținînd seama de relația $\frac{W_\nu^2}{c^2} = p_\nu^2 + \mu^2 c^2$)

$$\sigma(W_\nu) = \frac{\Omega}{\pi^2\hbar^3}p_\nu^2\frac{dp_\nu}{dW_\nu} = \frac{\Omega}{2\pi^2\hbar^3}p_\nu\frac{dp_\nu^2}{dW_\nu} = \frac{\Omega}{\pi^2\hbar^3}p_\nu\frac{W_\nu}{c^2} \qquad (11.3)$$

iar pentru electron

$$\sigma(W_e) = \frac{\Omega}{\pi^2\hbar^3}p_e\frac{W_e}{c^2}. \qquad (11.4)$$

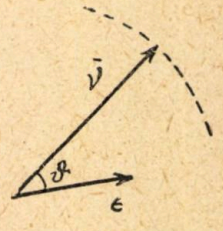


Fig. 8

Dacă ne fixăm o stare de energie W_e și impuls p_e a electronului emis, atunci rămîn posibile încă o mulțime de tranziții, deosebite prin unghiul ϑ dintre direcția de sbor a neutrinului și a electronului (fig. 8).

Densitatea acestor stări finale este tocmai $\sigma(W_\nu)$, unde W_ν este legat de W_e prin relația $W_e + W_\nu = \text{const}$, suma energiilor fiind tot timpul egală cu energia eliberată la dezintegrare, adică cu limita superioară $W_{\max} = W_0$. Prin urmare, pentru fiecare stare de energie W_e posibilă

pentru electron probabilitatea de tranziţie în unitatea de timp este

$$\frac{2\pi}{\hbar} < |\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}}|^2 >_{\text{med}} \sigma(W_\nu)$$

şi cum există $\sigma(W_e)\,dW_e$ asemenea stări, urmează că probabilitatea emisiei unui electron cu energia între W_e şi $W_e + dW_e$ (raportată la unitatea de timp) este

$$P(W_e)\,dW_e = \frac{2\pi}{\hbar} < |\hat{\mathcal{H}}_{int}|^2 >_{med} \sigma(W_\nu)\,\sigma(W_e)\,dW_e \qquad (11.5)$$

Prin $< |\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}}|^2 >_{\text{med}}$ am notat valoarea medie a elementului de matrice pentru tranziţiile considerate, introducînd expresiile (11.3) şi (11.4) în (11.5), obţinem

$$P(W_e)\,dW_e = \frac{2\pi}{\hbar}\frac{\Omega^2}{\pi^4\hbar^6} < |\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}}|^2 >_{\text{med}} p_\nu \frac{W_\nu}{c^2} p_e \frac{W_e}{c^2} dW_e \qquad (11,5')$$

La calculul mediei în (11.5) putem face două simplificări. În primul rînd, deoarece lungimile de undă de Broglie pentru electroni şi neutrino depăşesc mult dimensiunile liniare ale nucleului, putem considera că funcţiile de undă ψ şi φ sînt practic constante, în interiorul nucleului. Cum funcţiile de undă ale nucleonilor sînt sensibil diferite de zero numai în nucleu, integrala din (11.2) se extinde asupra domeniului nuclear, iar produsul $\overline{\psi}_s^* \varphi_\sigma$ se poate scoate de sub semnul integrală:

$$\left(\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}}\right)_{n\to m} = g\overline{\psi}^* \varphi \int \overline{\varphi}_m^* u_n\, d\Omega .$$

În al doilea rînd, putem neglija într-o primă aproximaţie cîmpul coulombian al nucleului, ceea ce este permis pentru nucleele uşoare*). Vom considera deci starea electronului ca descrisă prin unde plane Dirac. Acelaşi lucru îl vom face şi pentru neutrino care, fiind lipsit de sarcină, nu suferă în nici un chip acţiunea coulombiană al nucleului.

Pentru calculul probabilităţii (11.5) trebuie să efectuăm media mărimii $|\overline{\psi}^* \varphi|^2$ asupra tuturor orientărilor reciproce ale impulsului electronului şi neutrinului, precum şi ale spinului.

Vom lua direcţia de zbor a electronului ca axă z, ceea ce ne permite să scriem undele plane Dirac (6.13) pentru electron sub forma

$$\psi_k\left(\vec{r}\right) = a_k\, e^{-\frac{i}{\hbar} p_z z} ,$$

cu

$$a_1 = -\frac{p_z A}{\frac{W}{c} + mc}, \quad a_2 = \frac{p_z B}{\frac{W}{c} + mc}, \quad a_3 = A, \; a_4 = B$$

*) Pentru un calcul riguros, ar trebui lucrat cu funcţiile de undă ale electronului în cîmpul coulombian al nucleului, ţinînd seama şi de ecranare, dar calculul se complică enorm.

şi vom presupune mai întîi că spinul electronului are orientarea pozitivă, deci că numai funcţiile de indice impar sînt nenule *). Aşadar pentru electron

$$a_1 = -\frac{p_z A}{\frac{W}{c} + mc}, \quad a_3 = A, \quad a_2 = a_4 = 0 \; (p_e = p = p_e, \; W = W_e). \tag{11.6}$$

Pentru neutrino trebuie să lucrăm cu expresiile generale (6.14), întrucît impulsul lui poate face orice unghi cu impulsul electronului, iar orientarea spinului este de asemenea arbitrară. Aşadar, pentru neutrino

$$a_1' = -\frac{p_z' A' + (p_x' + i p_y') B'}{\frac{W'}{c} + \mu c}, \quad a_2' = -\frac{(p_x' - i p_y') A' - p_z' B'}{\frac{W'}{c} + \mu c} \tag{11.7}$$

$$a_3' = A', \quad a_4' = B'. \; (p' = p_\nu, \; W' = W_\nu).$$

Presupunînd originea coordonatelor în nucleu, putem evalua funcţiile de undă ψ şi φ în origine ($\vec{r} = 0$), ceea ce dă

$$\psi_k(0) = a_k, \quad \varphi_k(0) = a_k'$$

şi

$$\overline{\psi}^* \varphi = \sum a_k^* a_k' = a_1^* a_1' + a_3^* a_3'.$$

Cu expresiile (11.6) şi (11.7) obţinem

$$a_1^* a_1' + a_3^* a_3' = \frac{p A^*}{\frac{W}{c} + mc} \cdot \frac{p_z' A' + (p_x' + i p_y') B'}{\frac{W'}{c} + \mu c} + A^* A'$$

şi

$$a_1 a_1'^* + a_3 a_3'^* = \frac{p A}{\frac{W}{c} + mc} \cdot \frac{p_z' A'^* + (p_x' - i p_y') B'^*}{\frac{W'}{c} + \mu c} + A A'^*.$$

Mai departe

$$|\overline{\psi}^* \varphi|^2 = \frac{p^2 A A^*}{\left(\frac{W}{c} + mc\right)^2} \cdot \frac{p_z'^2 A' A'^* + (p_x'^2 + p_y'^2) B' B'^* + \ldots}{\left(\frac{W'}{c} + \mu c\right)^2} + A A^* A' A'^* + \ldots \tag{11.8}$$

La luarea mediei asupra tuturor orientărilor impulsului neutrinului observăm că $\overline{p_x'} = \overline{p_y'} = \overline{p_z'} = 0$ şi tot aşa pentru produsele de două componente diferite: $\overline{p_x' p_y'} = \ldots = 0$. Termenii nescrişi în (11.8) sînt tocmai cei ce se anulează la efectuarea mediei. În ceea ce priveşte media asupra stărilor de spin, ea ne dă $\overline{A' A'^*} = \overline{B' B'^*}$, întrucît cele două orientări posibile ale spinului sînt egal probabile. Pe de altă parte, din condiţia de normare rezultă

$$\int_\Omega \overline{\psi}^* \psi \, d\Omega = \frac{2W}{W + mc^2} A A^* \int d\Omega = \frac{2W\Omega}{W + mc^2} A A^* = 1,$$

*) Cf. [39], p. 204.

adică

$$AA^* = \frac{1}{\Omega}\,\frac{W + mc^2}{2W}.$$

În mod analog se găseşte

$$A'A'^* + B'B'^* = \frac{1}{\Omega}\,\frac{W' + \mu c^2}{2W'}.$$

Putem efectua acum media în (11.8) şi găsim

$$\left|\bar{\psi}^*\psi\right|^2_{\text{med}} = \frac{p^2 AA^*}{\left(\frac{W}{c} + mc\right)^2}\,\frac{p'^2\,\overline{A'A'^*}}{\left(\frac{W'}{c} + \mu c\right)^2} + AA^* \cdot \overline{A'A'^*},$$

de unde, ţinînd seama de relaţiile de normare,

$$\left|\bar{\psi}^*\varphi\right|^2_{\text{med}} = \frac{1}{8\Omega^2}\,\frac{W + mc^2}{W}\cdot\frac{W' + \mu c^2}{W'}\left[1 + \frac{c^2 p^2}{(W + mc^2)^2}\cdot\frac{c^2 p'^2}{(W' + \mu c^2)^2}\right].$$

Punînd apoi $c^2p^2 = W^2 - m^2c^4$, $c^2p'^2 = W'^2 - \mu^2c^4$ găsim după cîteva transformări elementare

$$\left|\bar{\psi}^*\varphi\right|^2_{\text{med}} = \frac{1}{4\Omega^2}\left(1 + \frac{mc^2}{W}\cdot\frac{pc^2}{W'}\right). \tag{11.9}$$

Aşadar

$$\langle\,|\mathcal{H}_{\text{int}}|^2\,\rangle_{\text{med}} = g^2\,\frac{1}{4\Omega^2}\left(1 + \frac{mc^2}{W}\cdot\frac{\nu c}{W'}\right)\left|\int \bar{v}_m^*\, u_n\, d\Omega\right|^2$$

şi probabilitatea de tranziţie (11.5′) se va scrie astfel

$$P(W_e)\,dW_e = \frac{g^2}{\pi^3\hbar^7}\left(1 + \frac{mc^2}{W_e}\,\frac{\nu c^2}{W_\nu}\right)|\mathfrak{M}|^2\, p_\nu\,\frac{W_\nu}{c^2}\,p_e\,\frac{W_e}{c^2}\,dW_e, \tag{11.10}$$

unde am notat prin $\mathfrak{M}$ integrala din funcţiile de undă ale nucleonului. Funcţia P ne dă tocmai forma teoretică a spectrului β. Cu ajutorul expresiei astfel obţinute putem face o evaluare a masei neutrinului, prin comparaţie cu forma experimentală a spectrului β în vecinătatea limitei superioare. Trecînd de la energiile relativiste (care includ energiile proprii) la energii cinetice, dacă $\mu \neq 0$,

$$E = W_e - mc^2,\quad E_\nu = W_\nu - \mu c^2\ (E = E_e),$$

observăm că suficient de aproape de limita superioară $E_{\max} = E_0$ putem considera $W_e \sim \text{const}$, $p_e \sim \text{const}$, iar $E_\nu \sim 0$ (deci $W_\nu \sim \mu c^2$), $p_\nu = \sqrt{2\mu E_\nu} = \sqrt{2\mu\,(E_0 - E)}$.

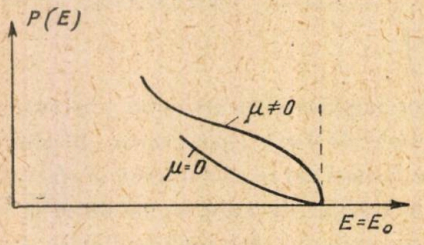


Fig. 9

Prin urmare, funcţia $P(E)$ se comportă în apropierea limitei superioare astfel

$$P(E) \sim \text{const}\,\sqrt{2\mu\,(E_0 - E)},$$

ceea ce dă o tangentă verticală pentru $E = E_0$ (fig. 9).

Dacă însă $\mu = 0$, atunci $W_\nu = cp_\nu$ şi $W_\nu = E_\nu = E_0 - E$; prin urmare,

$$P(E) \sim \text{const}\ (E_0 - E)^2$$

şi curba corespunzătoare are în $E = E_0$ o tangentă orizontală. Întrucît curbele experimentale par să fie tocmai de acest tip, vom admite de aci înainte că $\mu = 0$ *). Cu această ipoteză formula (11.10) devine

$$P(W_e)\,dW_e = \frac{g^2}{\pi^3 \hbar^7 c^5} |\mathfrak{M}|^2 W_\nu^2 p_e W_e\,dW_e .$$

Pentru simplificare vom face acum o schimbare de variabilă punînd

$$\varepsilon = \frac{W_e}{mc^2}, \quad \varepsilon_0 = \frac{W_0}{mc^2} \quad (W_0 = E_0 + mc = W_{\max})$$

şi respectiv,

$$W_\nu = W_0 - W_e = mc^2(\varepsilon_0 - \varepsilon),$$

$$p_e^2 = \frac{W_e^2}{c^2} - m^2c^2 = m^2c^2\left(\frac{W_e^2}{m^2c^4} - 1\right) = m^2c^2(\varepsilon^2 - 1).$$

Obţinem astfel

$$P(\varepsilon)\,d\varepsilon = \frac{m^5c^4}{\pi^3\hbar^7} g^2 |\mathfrak{M}|^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}\,d\varepsilon, \tag{11.11}$$

unde ε variază, evident, de la 1 la ε_0.

Formula (11.11) a fost dedusă cu neglijarea acţiunii cîmpului coulombian al nucleului asupra electronului β emis. Această acţiune se face simţită mai ales la elementele grele, cu Z mare şi de aceea este necesar să se lucreze cu funcţiile de undă relativiste ale electronului în cîmpul coulombian al nucleului. Calculul este foarte greoi şi duce la următorul rezultat **).

$$P(\varepsilon)\,d\varepsilon = \frac{m^5c^4}{\pi^3\hbar^7} g^2 |\mathfrak{M}|^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} f(z, \varepsilon), \tag{11.12}$$

unde

$$f(Z, \varepsilon) = \left(\frac{2mc\rho}{\hbar}\right)^{2S} \frac{2}{|\Gamma(3 + 2S)|^2} (\varepsilon^2 - 1)^S e^{\pi\gamma \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}} \left|\Gamma\left(1 + S + i\gamma \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}\right)\right|^2,$$

cu $\gamma = Z/137$, $S = \sqrt{1 - \gamma^2} - 1$, ρ fiind raza nucleului (de ordinul $\sim 10^{-13}$ cm). Pentru $\varepsilon < 10$ şi $Z = 82$ (deci $\gamma \sim 0{,}6$ şi $S = -0{,}2$) este valabilă formula aproximativă

$$(\varepsilon^2 - 1)^{-0,2} e^{0,6\pi \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}} \left|\Gamma\left(0{,}8 + 0{,}6\, i \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}\right)\right|^2 \simeq 4{,}5 (\varepsilon^2 - 1)^{-1/2} + 1{,}6 \tag{11.13}$$

*) S-au efectuat calcule complete şi cu $\mu \neq 0$ [58], [59].

**) Cf. [34]. La deducerea formulei s-a ţinut seama de dimensiunile finite ale nucleului, dar s-a presupus că în interiorul nucleului funcţia de undă a electronului e constantă şi egală cu valoarea ei pe suprafaţa nucleului. Sliv [60] a refăcut calculul, presupunînd că sarcina nucleului este uniform distribuită în interiorul său. S-a calculat de asemenea efectul de ecran, condiţionat de electronii atomici, asupra formei spectrului β, arătîndu-se că el se face simţit mai ales, asupra pozitronilor cu energii < 300 keV, pentru $Z > 25$ [61], [62].

Valoarea $Z = 82$ corespunde oarecum radioelementelor naturale *).

Formula aproximativă (11.12) a părut la început nesatisfăcătoare, din cauză că poziția teoretică a maximului spectrului β nu se potrivea bine cu cea găsită experimental, cel puțin pentru unele elemente. Într-adevăr, după cum am arătat la capitolul I, maximul spectrului β corespunde în general unei energii $\overline{E} \sim \frac{1}{3} E_0$. Pentru a găsi poziția maximului teoretic trebuie să derivăm expresia (11.12), ceea ce dă

$$P'(\varepsilon) = \text{const} \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}} [(2\varepsilon^2 - 1)(\varepsilon_0 - \varepsilon) - 2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)].$$

Deoarece $1 \leqslant \varepsilon \leqslant \varepsilon_0$, primul factor este pozitiv pe toată întinderea spectrului și semnul derivatei este dat de factorul din paranteză. Se vede că acest factor este > 0 la limita inferioară a spectrului β ($\varepsilon = 1$) și < 0 la limita superioară ($\varepsilon = \varepsilon_0$). Prin urmare, derivata se anulează undeva între $\varepsilon = 1$ și $\varepsilon = \varepsilon_0$ și se poate vedea că acest punct (care este unic) corespunde într-adevăr unui maxim. Apoi, pentru $\varepsilon = \frac{\varepsilon_0}{2}$, adică $\frac{E}{mc^2} + 1 = \frac{E_0}{2mc^2} + \frac{1}{2}$ sau $E = \frac{E_0}{2} - \frac{mc^2}{2} = \frac{E_0}{2} - 0{,}25$ MeV, $P'(\varepsilon) > 0$, iar pentru $\varepsilon = \frac{\varepsilon_0}{2} + \frac{1}{2}$, adică $\frac{E}{mc^2} + 1 = \frac{E_0}{2mc^2} + 1$ sau $E = \frac{E_0}{2}$, $P'(\varepsilon) < 0$. Așadar, maximul curbei de distribuție în energii (cinetice) trebuie să fie cuprins între $\frac{E_0}{2} - 0{,}25$ și $\frac{E_0}{2}$

$$\frac{E_0}{2} - 0{,}25 < \overline{E} < \frac{E_0}{2}.$$

Teoria lui Fermi conduce deci la o asimetrie a spectrului energetic și acest rezultat era în concordanță cu valorile experimentale cunoscute pe atunci pentru o serie de radioelemente naturale. De exemplu, pentru *RaE*, $E_0 = 1{,}02$ MeV, $\overline{E} = 0{,}36$ MeV și într-adevăr $\frac{1{,}02}{2} - 0{,}25 = 0{,}26 < 0{,}36 < 0{,}51$. O dificultate exista totuși, întrucît se cunoșteau și elemente cu $E_0 > 1{,}5$ MeV (mai ales printre radioelementele artificiale) și $\overline{E} \sim \frac{1}{3} E_0$, pentru care deci $\overline{E} < \frac{E_0}{2} - 0{,}25$. Astfel, pentru P^{30}_{15} (β^+) s-a găsit $E_0 = 3$ MeV, prin urmare $\frac{E_0}{2} - 0{,}25 = 1{,}25$ MeV, în timp ce $\overline{E} \sim 0{,}85$ MeV. Konopinski și Uhlenbeck au propus o modificare a teoriei lui Fermi, pentru a înlătura dificultatea menționată, dar ulterior perfecționarea tehnicii experimentale a venit în sprijinul teoriei inițiale și propunerea lor a fost părăsită (vezi § 13, precum și cap. III).

12. *Viața mijlocie a elementelor* β*-active*. Cu ajutorul formulei (11.11) se poate calcula imediat viața medie a unui nucleu β-activ. Într-adevăr, $P(\varepsilon)\,d\varepsilon$ dă pro-

*) S-au mai propus și alte formule aproximative [63], [64], [65]. Calculul funcției $f(Z, \varepsilon)$, efectuat recent cu ajutorul mașinilor de calculat, a arătat că cea mai bună aproximație o dă formula lui Bethe și Bacher [43].

babilitatea de dezintegrare în unitatea de timp cu emisia unui electron cu energia cuprinsă între ε şi $\varepsilon + d\varepsilon$ $\left(\text{în unităţi reduse: } \varepsilon = \frac{W}{mc^2}\right)$. Probabilitatea totală de dezintegrare a nucleului în unitatea de timp, adică — în fond — constanta radioactivă λ a elementului respectiv, se va obţine aşadar integrînd $P(\varepsilon)\, d\varepsilon$ peste toate energiile posibile ale electronului emis

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \int_1^{\varepsilon_0} P(\varepsilon) d\varepsilon . \tag{12.1}$$

Integrala din $(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}$ se poate efectua cel mai simplu făcînd mai întîi o integrare prin părţi, ceea ce dă

$$\frac{2\varepsilon_0}{3} \int_1^{\varepsilon_0} (\varepsilon^2 - 1)^{3/2} d\varepsilon - \frac{2}{15} (\varepsilon^2 - 1)^{5/2}, \tag{12.2}$$

iar mai departe, utilizînd o substituţie a lui Euler $\left(\sqrt{\varepsilon^2 - 1} = t - \varepsilon\right)$ se calculează uşor şi integrala din (12.2). Se găseşte astfel

$$F(\varepsilon_0) = \int_1^{\varepsilon_0} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1}\, d\varepsilon = \left(\frac{\varepsilon_0^4}{30} - \frac{3\varepsilon_0}{20} - \frac{2}{15}\right) \sqrt{\varepsilon_0^2 - 1} + \frac{\varepsilon_0}{4} \log (\varepsilon_0 + \sqrt{\varepsilon_0^2 - 1}) . \tag{12.3}$$

şi deci

$$\frac{1}{\tau} = \frac{m^5 c^4}{\pi^3 \hbar^7} g^2 |\, \mathfrak{M} \,|^2 F(\varepsilon_0) . \tag{12.4}$$

Calculînd (12.1) cu formula mai exactă (11.12) se găseşte

$$\frac{1}{\tau} = \frac{m^5 c^4}{\pi^3 \hbar^7} g^2 |\, \mathfrak{M} \,|^2 F(Z, \varepsilon_0), \tag{12.4'}$$

unde

$$F(Z, \varepsilon_0) = \int_1^{\varepsilon_0} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1}\, f(Z, \varepsilon)\, d\varepsilon .$$

Pentru $\varepsilon_0 \gg 1$, $F(\varepsilon_0) \simeq \frac{1}{30} \varepsilon_0^5$, iar pentru Z mic $F(Z, \varepsilon_0) \simeq F(\varepsilon_0)$. Este limpede că în anumite condiţii elementul de matrice $\mathfrak{M} = \int \psi_m^* u_n\, d\Omega$, care măsoară oarecum gradul de acoperire al funcţiilor de undă ale nucleonului iniţial şi final, se poate anula şi atunci din (12.4) urmează că tranziţia respectivă este «interzisă» ($\lambda = 0$). Acest lucru se va întîmpla întotdeauna cînd $\Delta I = 0$ (I fiind spinul nucleului) sau cînd funcţiile de undă ψ_m şi u_n sînt de paritäţi diferite. Prin urmare, tranziţiile permise corespund regulei de selecţie $\Delta I = 0$, nu (unde *nu* înseamnă «paritatea stării *nu* se schimbă»).

După cum a subliniat încă Fermi, din faptul că $\mathfrak{M}$ se anulează nu rezultă însă nicidecum că tranziţia respectivă nu poate avea loc în realitate, întrucît nu trebuie uitat că în calculele efectuate pînă acum am făcut uz în mod sistematic de două

aproximaţii. În primul rînd, am lucrat cu un termen de interacţiune incomplet, lăsînd la o parte termeni relativişti de ordinul 1/10 şi anume, termenii conţinînd matricile α din (11.1). Întrucît în probabilitatea de tranziţie intră pătratul elementului de matrice al interacţiunii, rezultă că am neglijat tranziţii cu o intensitate de aproximativ 100 de ori mai mică decît cea a tranziţiilor permise (aproximaţie nerelativistă). În al doilea rînd, am neglijat variaţia funcţiilor de undă ale particulelor uşoare în nucleu, ceea ce dă elemente de matrice de ordinul $\frac{1}{10^2}, \frac{1}{10^4}, \ldots$ în raport cu elementele tranziţiilor permise (tranziţii interzise de ordinul I, de ordinul II, etc.).

Vom înţelege aşadar prin tranziţii permise, din punct de vedere teoretic, acele tranziţii pentru care s-au făcut cele două aproximaţii discutate şi pentru care $\mathfrak{M} \neq 0$. Aici ne vom limita numai la tranziţiile permise, aşa cum de altfel am făcut pînă acum, lăsînd deocamdată la o parte tocmai partea cea mai actuală a teoriei, în care, după cîte se pare, se găsesc izvoarele dezvoltării ei. Într-adevăr, în ceea ce priveşte tranziţiile permise, teoria lui Fermi se alfă în momentul de faţă în foarte bună concordanţă cu experienţa. Din păcate experienţa nu ne permite să tragem de aici concluzii cu privire la expresia corectă a interacţiunii nucleonilor cu cîmpul (e, ν), întrucît forma teoretică a spectrului β permis este, după cum am mai spus, indiferentă la alegerea uneia din cele cinci variante posibile*).

În schimb, forma teoretică a spectrelor interzise**) depinde în bună măsură de varianta aleasă, de unde interesul deosebit pe care îl prezintă studiul acestor spectre. Discuţia lor ne-ar duce însă prea departe.

Să revenim la viaţa mijlocie faţă de dezintegrarea β. Pentru tranziţiile permise, cu $\Delta I = 0$ (variaţia spinului nuclear este nulă), starea nucleului rămîne practic neschimbată şi integrala $\int \overline{\varphi}_m^* u_n \, d\Omega$ este aproximativ egală cu o integrală de normare, deci de ordinul unităţii. Din formula (12.4) se vede atunci că produsul

$$\tau F(\varepsilon_0) = \frac{\text{const}}{|\mathfrak{M}|^2}$$

trebuie să fie aproximativ constant, mai precis de acelaşi ordin de mărime, pentru toate tranziţiile permise. De asemenea, pentru tranziţiile interzise de ordinul I elementul de matrice este de ~ 10 ori mai mic decît în cazul permis, ceea ce arată că şi pentru aceste tranziţii produsul $\tau F(\varepsilon_0)$ trebuie să fie de acelaşi ordin de mărime şi anume, cam de 100 de ori mai mare decît în cazul precedent. Vom vedea la capitolul III că teoria prezice astfel o împărţire a elementelor β — active în grupuri, care coincide bine cu cea stabilită de către Sargent pe cale empirică.

O altă concluzie interesantă, de asemenea confirmată de experienţă (vezi cap. I, § 4), este următoarea. Funcţia $F(\varepsilon_0)$ este crescătoare pentru $\varepsilon_0 > 1$. (ceea

*) Recent, I. M. Smuşkevici [66] a arătat că în aproximaţia nerelativistă varianta pseudoscalară conduce pentru spectrul β al neutronului liber la un factor suplimentar.

$$\ldots \times \left[\varepsilon^2 - 1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 - \frac{2}{3\varepsilon} (\varepsilon^2 - 1)(\varepsilon_0 - \varepsilon) \right].$$

În cazul unui nucleon legat în nucleu, varianta pseudoscalară dă bineînţeles aceeaşi formă pentru spectrul β permis ca şi celelalte variante. Vezi de asemenea [52].

**) Calculul teoretic al spectrelor interzise a fost efectuat în jurul anului 1940 [67], [68], [69].

ce se vede luînd derivata : $F'(\varepsilon_0) > 0$ pentru $\varepsilon_0 > 1$). Aşadar, cu cît limita superioară a spectrului este mai mare, cu atît viaţa mijlocie a elementului β — activ trebuie să fie mai mică (în măsura în care $\mathfrak{M}$ are aceeaşi valoare pentru tranziţiile respective). De exemplu, pentru radioelementele uşoare cu $\varepsilon_0 \gg 1$ viaţa mijlocie variază invers proporţional cu ε_0^5, întrucît am văzut că în aceste condiţii $F(\varepsilon_0) \sim \frac{\varepsilon_0^5}{30}$ (lege stabilită empiric de către Nordheim).

La punctul următor vom discuta pe scurt încercarea lui Konopinski şi Uhlenbeck de a ameliora teoria lui Fermi. Deşi această încercare nu mai prezintă interes în momentul de faţă, ea este totuşi puternic legată de evoluţia problemei şi a dat fără îndoială un impuls serios cercetării experimentale a spectrelor β.

13. *Încercarea lui Konopinski şi Uhlenbeck.* Am analizat mai sus (vezi § 11) dificultatea întîmpinată la început de teoria lui Fermi în legătură cu poziţia maximului în spectrul β. Pe scurt, experienţa dădea adesea mai mulţi electroni cu energii mici decît prevedea teoria. Poziţia maximului se datora prezenţei factorului $(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2$ în formula lui Fermi. Într-adevăr, pentru $\varepsilon_0 \gg 1$ putem pune $\sqrt{\varepsilon_0^2 - 1} \simeq \varepsilon_0$ şi deci distribuţia în energii devine proporţională cu $\varepsilon_0^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2$, ceea ce dă un maximum pentru $\varepsilon = \frac{\varepsilon_0}{2}$.

Pentru a obţine o asimetrie mai pronunţată a spectrului β era necesar să se introducă un factor suplimentar $(\varepsilon_0 - \varepsilon)^n$, care ar mări probabilitatea emisiei de electroni lenţi. Dacă, din nou, $\varepsilon_0 \gg 1$, atunci $P(\varepsilon) \sim \varepsilon^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon)^{n+2}$ şi $P'(\varepsilon) \sim \varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon)^{n+1} \times [2\varepsilon_0 - (n+4)\varepsilon]$. Maximul s-ar găsi deci la $\bar{\varepsilon} = \frac{2\varepsilon_0}{n+4}$ şi deoarece experienţa indică $\bar{\varepsilon} \sim \frac{\varepsilon_0}{3}$, trebuie luat $n = 2$.

Konopinski şi Uhlenbeck [70] au încercat să introducă în mod raţional factorul $(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2$, schimbînd ipoteza lui Fermi asupra termenului de interacţiune, care consta în a nu introduce derivatele funcţiilor de undă, ci numai funcţiile. Ei au observat că dacă se ia pentru neutrino o undă plană monocromatică (6.13), atunci

$$\varphi_k = a_k' e^{\frac{i}{\hbar}(W_\nu t - \vec{p}_\nu \vec{r})}$$

şi

$$\frac{\partial \varphi_k}{\partial t} = i \frac{W_\nu}{\hbar} \varphi_k = i \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon) mc^2}{\hbar} \varphi_k .$$

Aşadar, introducerea derivatei în raport cu timpul a funcţiei de undă a neutrinului va face să apară factorul suplimentar căutat. Impunînd din nou condiţia invarianţei relativiste, se găseşte că sînt posibile trei forme de interacţiune *). Konopinski şi Uhlenbeck au lucrat cu vectorul polar

$$g\left[\left(\hat{\vec{V}}^* \hat{U}\right)\left(\hat{\psi}^* \beta \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial t}\right) - c\left(\hat{\vec{V}}^* \vec{\alpha} \hat{U}\right)\left(\hat{\psi}^* \beta \widehat{\nabla \varphi}\right)\right] + \text{conj. herm.},$$

*) Vezi de ex. [18], p. 53, unde sînt discutate de altfel toate tipurile posibile de interacţiune, conţinînd derivatele funcţiilor de undă.

neglijînd termenii relativişti conţinînd matricile α şi au ajuns astfel la următorul rezultat:

$$P(\varepsilon)\,d\varepsilon = \frac{m^7c^6}{2\pi^3\hbar^9} g^2 \mid \mathfrak{M} \mid^2 ((\varepsilon_0 - \varepsilon)^4 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}\, d\varepsilon. \qquad (13.1)$$

Rezultatele experimentale acumulate prin anii 1936—1938 concordau bine cu formula lui K.U dar împotriva ei se puteau face totuşi unele obiecţii de principiu, în special în privinţa caracterului artificial, forţat, al ipotezei care-i stă la bază precum şi, în general, în privinţa introducerii derivatelor într-un termen de interacţiune. Asupra acestei chestiuni vom mai reveni la capitolul III.

III. CONFRUNTAREA CU EXPERIENŢA

În acest capitol vom expune cercetările experimentale întreprinse pe două linii principale: *a)* rafinarea datelor relative la spectrele β, şi *b)* detectarea neutrinului *). Ne vom limita şi aici (cu excepţia § 14) la spectrele permise, pentru care materialul experimental foarte bogat este într-o anumită măsură destul de bine sistematizat.

14. *Tranziţii permise, tranziţii interzise.* Am menţionat mai sus cîteva confirmări imediate ale teoriei, pe care de altfel le-a subliniat chiar F e r m i în lucrarea sa originală. Vom relua aci ceva mai pe larg numai un singur aspect al acestor confirmări şi anume interpretarea teoretică a curbelor lui Sargent. Cu datele pe care le avea la dispoziţie pe atunci, F e r m i a calculat produsul $\tau F(Z, \varepsilon_0)$ pentru radioelementele β-active naturale ($Z \sim 82$) şi a aşezat rezultatele în următorul tablou:

Tabloul nr. 2

Elementul	$\tau F(\varepsilon_0)$, τ în ore
UX_2	3,0
RaB	0,9
ThB	2,7
ThC′	3,3
AcC″	2,0
RaC	190
RaE	1800
ThC	230
$MsTh_2$	640

Împărţirea radioelementelor în două grupuri se distinge bine şi ea corespunde întocmai celor două drepte Sargent (vezi cap. I, § 3). Se vede de asemenea că în grupul al doilea ordinul de mărime al produsului τF este de ~ 100 ori mai mare decît în primul, aşa cum prevede teoria pentru tranziţiile interzise de ordinul I. Teoria lui Fermi explică în mod satisfăcător şi situaţia specială a celor două elemente β-active mai uşoare K^{40}_{19} şi Rb^{87}_{37}, care nu se aşează pe nici una din dreptele lui Sargent.

Pentru aceste elemente se cunosc următoarele date

$$K^{40}_{19} \quad \tau \sim 10^9 \text{ ani} \quad E_{max} = 1{,}41 \text{ MeV},$$

$$Rb^{87}_{37} \quad \tau \sim 10^{10} \text{ ani} \quad E_{max} = 0{,}13 \text{ MeV}.$$

*) Pentru mai multe detalii în prima chestiune vezi [71].

Menţionăm că AcC″ (prima dreaptă Sargent), care are o limită superioară a spectrului β aproape egală cu a potasiului K_{19}^{40}, nu trăieşte în medie decît cîteva minute. Aşadar, elementul de matrice $\mathfrak{M}$ trebuie să fie incomparabil mai mic pentru dezintegrarea acestor elemente decît pentru tranziţiile permise. Cu alte cuvinte, după teoria lui Fermi ne găsim în faţa unor procese interzise de ordin superior. Mai precis, conform teoriei lui Fermi se obţine un rezultat în concordanţă cu experienţa dacă se consideră aceste procese ca procese interzise de ordinul III ($\Delta I = 3$). O remarcabilă confirmare a acestui mod de a vedea s-a obţinut în cazul rubidiului. Tranziţia β are loc între Rb_{37}^{87} şi Sr_{38}^{87}. Măsurători de structură hiperfină [72] au arătat că spinul nuclear al Rb_{37}^{87} are valoarea $I = 3/2$, în timp ce pentru Sr_{38}^{87} s-a găsit $I' = 9/2$; prin urmare $\Delta I = 3$, aşa cum prevăzuse teoria.

Pe baza valorilor experimentale din tabloul nr. 2, Fermi a făcut o primă determinare a mărimii constantei de interacţiune g, găsind

$$g = 4.10^{-50} \text{ erg. cm}^3.$$

Ulterior, utilizînd date mai precise acumulate între timp pentru radioelementele artificiale, Nordheim a propus valoarea

$$g = 2{,}5.10^{-49} \text{ erg. cm}^3. \qquad (14.1)$$

Cu valoarea (14.1) pentru g se găseşte că produsul τF (τ în sec.) trebuie să fie de aproximativ 2 000 — 5 000 pentru tranziţiile permise.

Pînă acum nu s-a lămurit încă dacă g reprezintă o constantă universală nouă sau dacă este legată organic de celelalte (e, $\hbar$ etc.). Cercetări recente au indicat o asemănare surprinzătoare între trei reacţii cu totul diferite şi anume

$$n \rightarrow p + e + \nu,$$
$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + 2\nu,$$
$$p + \mu^{-} \rightarrow n + \nu$$

(în care $\mu^{\pm}$ reprezintă mezoni uşori — μ — pozitivi sau negativi). Toate aceste procese au în mod vădit caracter neelectromagnetic şi în toate intervin constante de interacţiune avînd dimensiunile lui g (L^5MT^{-2}). Mai mult decît atît, valorile numerice ale acestor constante sînt foarte apropiate ca ordin de mărime (cuprinse între 10^{-48} şi 10^{-49} erg. cm^3). Această coincidenţă extraordinară ar putea să fie, desigur, întîmplătoare iar valorile celor trei constante să fie în realitate diferite (şi apropiate numai ca ordin de mărime). Dacă însă cîndva se va vedea că aceste constante sînt riguros egale, acesta va fi un rezultat excepţional de bogat în consecinţe şi de mare însemnătate principială*).

După cum am văzut, ordinul de mărime al produsului τF poate fi considerat ca o măsură a gradului de interdicţie al tranziţiei şi teoria lui Fermi leagă categoria tranziţiei de variaţia spinului nuclear (ΔI) şi de variaţia parităţii stării nucleului. Din păcate, utilizarea practică a criteriului spin-paritate este extrem de dificilă, întrucît în majoritatea cazurilor nu se cunoaşte exact valoarea spinului şi cu atît mai puţin paritatea stării. La aceasta s-ar mai putea adăuga că întrucît nu s-a putut face pînă acum o alegere univocă a interacţiunii, nici măcar nu se pot indica exact

*) Vezi [73], ed. rusă, 1952, p. 32—33.

regulile de selecţie pentru spin şi paritate. Astfel, cu teoria iniţială a lui Fermi regulile de selecţie pentru tranziţiile permise sînt $\Delta I = 0$, nu (la fel în varianta scalară), în timp ce dacă se adoptă varianta tensorială sau pseudovectorială regulile de selecţie sînt $\Delta I = 0, \pm 1$, nu ($0 \rightarrow 0$ interzis). De asemenea, în varianta pseudoscalară regulile de selecţie sînt $\Delta I = 0$, da. Regulile de selecţie din varianta tensorială (Gamow-Teller) sînt indispensabile pentru a înlătura unele dificultăţi legate de variaţia spinului nuclear în seria Th B... ThD [74], în timp ce în alte cazuri sînt necesare celelalte reguli de selecţie.

De curînd, D j e l e p o v [75] a propus un nou criteriu de interdicţie, de astă dată energetic, bazîndu-se pe analiza minuţioasă a datelor experimentale obţinute pentru produsul τF [76], [77]. Pentru aceasta, D j e l e p o v descompune energia ΔE eliberată la dezintegrare în trei termeni. Unul corespunde variaţiei energiei coulombiene a nucleului şi are aproximativ valoarea *)

$$E_{coul} = \left[\frac{3}{5}\frac{e^2}{\rho}Z(Z-1)\right]_Z^{Z\pm1} \quad (\rho = \text{raza nucleului}). \tag{14.2}$$

Al doilea, corespunde variaţiei de masă a particulei care se transformă, deci $E_m = \pm n - p$!, unde prin n şi p se înţeleg, evident, masele neutronului şi protonului în unităţi de energie.

În sfîrşit, cel de-al treilea termen este diferenţa de energie

$$X = \Delta E - E_{coul} - E_m, \tag{14.3}$$

pe care D j e l e p o v o numeşte «energie de restructurare a nucleului», formulînd următorul criteriu de interdicţie:

O tranziţie este permisă dacă $X = 0$ şi interzisă în cazul contrar ($X \neq 0$).

Bineînţeles că în practică criteriul lui Djelepov nu se va aplica în forma riguroasă enunţată, dat fiind caracterul aproximativ al expresiei (14.2). Forma practică a criteriului, pe care de altfel a utilizat-o chiar autorul pentru verificare, este următoarea:

$$\text{pentru tranziţii permise } |X| \approx 0,$$

$$\text{pentru tranziţii interzise } |X| \gg 0.$$

Aplicarea practică a criteriului a dat rezultate extrem de satisfăcătoare, verificîndu-se în 260 de cazuri din cele 267 studiate. D j e l e p o v a subliniat însă că criteriul energetic nu înlocuieşte complet vechile reguli de selecţie, că este numai primordial, iar variaţiile de spin şi paritate influenţează, probabil, asupra gradului de interdicţie.

15. *Studiul spectrelor β la energii mici.* Formula teoretică pe care o stabilise F e r m i a părut timp de cîţiva ani contrazisă de experienţă, mai ales în regiunea energiilor mici şi anume experienţa arăta că apar mai mulţi electroni lenţi decît prevede teoria. Încercînd să remedieze această deficienţă, K o n o p i n s k i şi U h l e n b e c k au propus o modificare a teoriei lui Fermi, care i-a condus la o formulă diferită de prima prin prezenţa unui factor suplimentar $(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2$. Necesitatea comparării celor două formule a dat loc la numeroase cercetări experimentale precum şi la tot atîtea controverse. În orice caz, formula lui K.U., a fost considerată

*) Cf. [1], anexa VIII, p. 611.

cam pînă prin anul 1939 superioară formulei lui Fermi, cel puţin în ceea ce priveşte alura spectrului β (vezi, pentru comparaţie, fig. 10 şi 11). Menţionăm aici numai cercetările lui Kurie, Paxton şi Richardson [64], în care s-a introdus o metodă cu totul nouă pentru analiza datelor experimentale relative la spectrul β, rămasă de atunci în uzul general sub denumirea de « metoda graficelor Kurie ». Să considerăm pentru aceasta formulele lui Fermi şi K.U., pe care le vom scrie astfel:

$$P(\varepsilon)\,d\varepsilon \sim (\varepsilon_0 - \varepsilon)^k\,\varepsilon\,(\varepsilon^2-1)^{1/2} f(Z,\varepsilon)\,d\varepsilon \qquad (15.1)$$

Valoarea $k = 2$ corespunde teoriei iniţiale a lui Fermi, valoarea $k = 4$ — modificării lui K. U. Întrucît experienţa dă direct distribuţia în impulsuri (de exemplu cu spec-

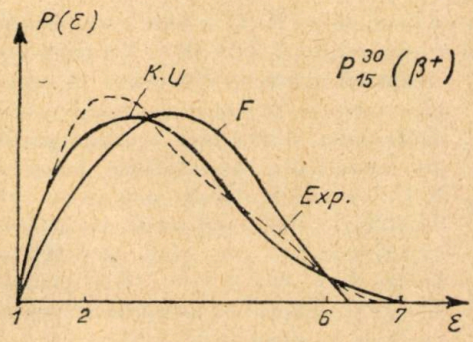


Fig. 10

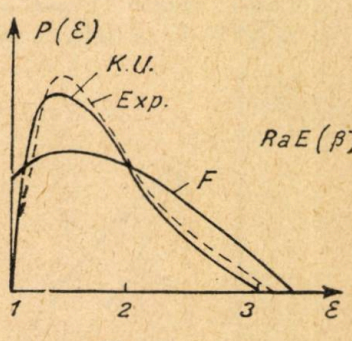


Fig. 11

trometrele β magnetice) este comod să transformăm întrucîtva expresia (15.1). Dacă se măsoară impulsul electronului în unităţi mc, punînd $p = mc\eta$, atunci vom avea, evident,

$$\varepsilon^2 = \frac{W^2}{m^2c^4} = \frac{c^2p^2 + m^2c^4}{m^2c^4} = \eta^2 + 1$$

şi $\varepsilon d\varepsilon = \eta d\eta$. Prin urmare,

$$P(\eta)\,d\eta \sim (\varepsilon_0 - \varepsilon)^k \eta^2 f(Z,\eta) d\eta,$$

de unde

$$I(\eta) = \left[\frac{P(\eta)}{\eta^2 f(Z,\eta)}\right]^{1/k} \sim \varepsilon_0 - \varepsilon.$$

Rezultă de aici că pentru tranziţiile permise graficul expresiei $I(\eta)$ în funcţie de $\varepsilon = \sqrt{1+\eta^2}$ trebuie să fie o dreaptă pentru $k=2$ sau $k=4$, după cum este bună una sau alta din cele două formule. De asemenea, punctul de intersecţie al dreptei graficului cu axa energiilor dă tocmai limita superioară teoretică a spectrului şi aceasta poate fi măsurată mult mai exact decît prin trasarea distribuţiei obişnuite în energii.

Formula lui K.U. reda mai bine alura spectrului şi dădea în general un grafic Kurie rectiliniu pe o mare porţiune. Se observau însă abateri destul de grave în vecinătatea limitei superioare. Astfel Lyman [79], lucrînd cu P_{15}^{32} şi RaE a semnalat

că nici una din cele două formule nu dă rezultate satisfăcătoare (vezi fig. 12, pentru P_{15}^{32}). Pentru limita superioară a spectrului s-a găsit însă o concordanţă mult mai bună cu teoria lui Fermi.

		Fermi	K. U.	exp.
ε_0	P^{32}	4,32	5,10	4,33
	RaE	3,26	3,69	3,25

Tot astfel, pentru ThC→C′ s-a obţinut cu formula lui K. U. o limită superioară de 2,7 + 0,1 MeV, în timp ce experimental se găsise numai 2,25 MeV. Un timp s-a crezut că abaterile observate la energiile mari se datoresc neglijării masei neutrinului. S-au reluat atunci o parte din experienţe utilizîndu-se formula K. U. cu $\mu \neq 0$, dar din nou au apărut dificultăţi. Din comparaţia cu datele experimentale, s-a găsit $\mu = 0{,}3$ m pentru RaE [80] şi $\mu = 0{,}8$ m pentru ThC [81]. Faptul că masa neutrinului varia de la element la element era cel puţin curios.

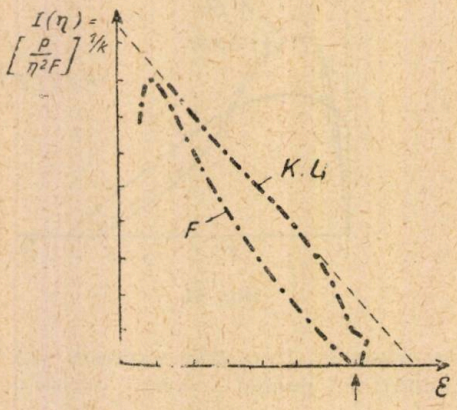


Fig. 12

Pe de altă parte, teoria lui Fermi dădea o relaţie mai bună între viaţa mijlocie şi energia maximă a spectrului. De exemplu, pentru rapoartele perioadelor radioactive ale ThC″: ThB: RaD s-a obţinut

după Fermi ..... 1 : $2{,}70.10^2$: $4{,}6.10^6$,

după K. U. ..... 1 : $3{,}8.10^3$: $2{,}7.10^{10}$,

experimental ..... 1 : $2{,}05.10^2$: $3{,}6.10^6$.

Prin urmare, formula lui K.U. reda mai bine decît formula lui Fermi alura curbei, dar dădea rezultate nesatisfăcătoare pentru energiile mari, precum şi pentru viaţa mijlocie. S-a remarcat atunci că erorile experimentale, precum şi influenţele anumitor factori perturbatori (difuzie retrogradă, absorbţie în grosimea sursei radioactive, în pereţii contorului) sînt mult mai mari pentru energiile mici. Din nou s-au reluat experienţele, cu cele mai diferite precauţii şi utilizîndu-se spectrometre magnetice cu mare putere de rezoluţie.

A. W. Tyler [82] a studiat spectrele $\beta^{\pm}$ ale Cu_{29}^{64} lucrînd cu un preparat fin (cîteva mg/cm²), aşezat pe un suport subţire, care difuza slab electronii. Pentru $Cu_{29}^{64} \rightarrow Zn_{30}^{64}$ (β^-) autorul a obţinut un spectru energetic aproape simetric, cu limita superioară $E_{max} = 0{,}578$ MeV, iar graficul Kurie dădea în cazul Fermi o dreaptă care tăia axa energiilor la 0,5 MeV, în timp ce în cazul K.U. graficul

se abătea mult de la o dreaptă în vecinătatea limitei superioare. În schimb, făcînd măsurătorile cu o sursă groasă, ambele grafice erau foarte curbate în apropiere de limita superioară. Mai persistau abateri și în cazul Fermi, pentru energii mici, dar abaterile observate la energiile mari în cazul K.U. erau mult mai grave, întrucît electronii energici sînt fără îndoială mai puțin influențați de diverșii factori menționați.

Tot astfel, pentru E^{152}_{63} Tyler a obținut un spectru β cu $E_{max} \simeq 1{,}885$ MeV, iar graficul Kurie dădea în cazul Fermi o dreaptă care înțepa axa energiilor la 1,875 MeV. Din nou acord satisfăcător cu teoria inițială a lui Fermi și aceleași abateri față de formula lui K.U.

Cam în același timp, Lawson [83] a analizat spectrele β ale P^{32}_{15}, Na^{24}_{11}, Co^{55}_{27} ajungînd la rezultate asemănătoare, iar Tape [84] a studiat spectrele β ale cîtorva izotopi ai iodului, cu rezultate mai puțin clare, dar net în favoarea teoriei lui Fermi. Determinările lui Lawson și Cork [85], făcute la In^{114}_{49}, au confirmat de asemenea buna concordanță cu experiența a variantei inițiale a teoriei*).

Încetul cu încetul teoria lui K.U. a fost astfel părăsită și s-a revenit la teoria lui Fermi. Experiențele au continuat, dezvoltîndu-se în direcția studiului spectrelor β către energiile mici, unde se cere o excepțională finețe. După cum am arătat, utilizîndu-se preparate radioactive subțiri și luîndu-se o serie de precauții, s-a stabilit în mod indiscutabil că teoria lui Fermi era în concordanță cu datele experimentale pe cea mai mare întindere a spectrelor β (permise). Graficul Kurie dădea o dreaptă, așa cum cerea teoria, dar întotdeauna mai persistau abateri în regiunea energiilor mici (sub 200 keV), care, dacă ar fi fost reale, ar fi impus o reconsiderare a teoriei. Cercetările din ultimii ani au arătat însă că nu este cazul și că rafinînd tot mai mult tehnica experimentală se obține o concordanță din ce în ce mai bună între teorie și experiență.

Recent, Cook și Langer [86] au studiat spectrele $\beta^{\pm}$ ale Cu^{64}_{29} cu un preparat radioactiv de ~ 10 μg/cm², găsind grafice Kurie rectilinii pînă la 190 keV pentru β^+ și pînă la 270 keV pentru β^-. Abaterile observate sub aceste energii au fost considerate de ei ca reale, deoarece ei credeau că finețea preparatului lor era suficientă pentru a nu influența spectrul β pînă la energii de ~ 200 keV. Nu mult după aceea s-a văzut însă că concluzia lor era neîntemeiată. Într-adevăr, refăcînduse experiențele cu S^{35}_{16} și Cu^{64}_{29} s-a găsit [87] că concordanța dintre teorie și experiență continuă să se îmbunătățească pînă la mult sub 200 keV, dacă se iau preparate din ce în ce mai fine. Pentru ilustrare, dăm în fig. 13 graficele Kurie obținute pentru S^{35}_{16} cu o sursă de 5 μg/cm²(*A*), cu una de 2 μg/cm² (*B*) și cu una de 1 μg/cm²(*C*). Se vede că încep să apară

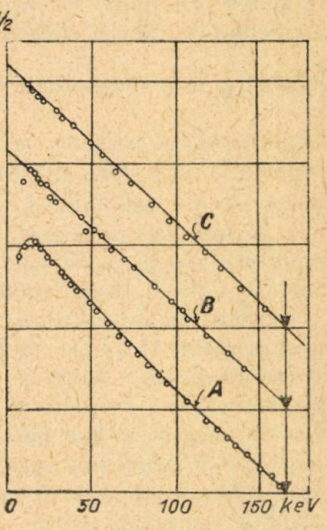


Fig. 13

*) Menționăm că după Djelepov, toate tranzițiile β^- (cu excepția $H^3_1 \rightarrow He^3_2$) sînt interzise, iar coincidența spectrelor se datorește faptului că printre tranzițiile interzise pot exista cazuri în care spectrul urmează formula lui Fermi.

abateri de-abia pe la $\sim$ 20 keV, dar acestea se datoresc probabil absorbției în pereții contorului. De asemenea s-a stabilit o concordanță excepțională cu teoria lui Fermi pentru raportul dintre numărul electronilor și numărul pozitronilor emiși de Cu^{64}_{29}, ceea ce permite să se întrevadă că teoria dă distribuția justă în energii pînă la limita inferioară a spectrului [88].

O confirmare directă a teoriei lui Fermi pentru spectrele permise pînă la energii mai mici de 20 keV a fost obținută de Price, Motz și Langer [89] pe cazul Pm^{147}_{61} și S^{35}_{16}, arătîndu-se că graficele Kurie sînt rectilinii pînă la 8 keV, iar Gross și Hamilton [90] au confirmat aceste rezultate mergînd în cazul S^{35}_{16} pînă la 7 keV. Pentru a trece sub 10 keV trebuie însă utilizate metode noi de măsură, mult mai sensibile decît cele utilizate în mod curent la energii mici. Cea mai potrivită pentru acest scop pare să fie metoda contorilor proporționali, în care se introduce direct gazul radioactiv, utilizată cu mult succes în cazul H^3_1 [91, 92]. S-a stabilit astfel că graficul Kurie este rectiliniu pînă la 0,5 keV.

16. *Detectarea experimentală a neutrinului.* Succesul teoriei dezintegrării β se bazează în mod esențial pe ipoteza existenței neutrinului. Era firesc deci să se caute o confirmare experimentală directă a existenței noii particule și se știa de la bun început că aceasta nu va fi o sarcină prea ușoară. S-ar putea spune că proprietatea fundamentală a neutrinului trebuia să fie aceea de a trece neobservat prin materie, de a scăpa observației noastre (de pildă în experiențele calorimetrice).

S-a încercat mai întîi detectarea neutrinului după ionizarea produsă în lungul traiectoriei. Nu putea fi vorba, bineînțeles, de o ionizare datorită sarcinii, întrucît în baza legilor de conservare sarcina neutrinului este cu siguranță nulă, dar se putea presupune că neutrinul ar avea un moment magnetic. Bethe [93] a calculat secțiunea eficace de ionizare datorită unui moment magnetic $\mu_\nu = n\mu_B$ $\left(\text{unde } \mu_B \text{ este magnetonul lui Bohr } \frac{e\hbar}{2\,mc}\right)$ și a găsit că în condiții normale de temperatură și presiune neutrinul ar trebui să producă $103\,n^2$ ioni pe kilometru de traiectorie prin aer. Experiențe făcute cam tot pe atunci [94] au arătat însă că se poate aștepta cel mult o singură ionizare pe 3.10^5 km de traiectorie, ceea ce dă $n < 1/5600$, iar experiențe ulterioare au confirmat acest rezultat [95]. Așadar, momentul magnetic al neutrinului, dacă există, este mult mai mic decît momentul magnetic al electronului și poate fi neglijat.

Neutrinul interacționează slab cu materia și nu se poate spera detectarea lui prin metodele obișnuite, de pildă pe fotografii de cameră Wilson. S-au căutat atunci efecte observabile de alt gen ale existenței neutrinului, legate în special de conservarea energiei și impulsului în procesele elementare de dezintegrare β. Într-adevăr, dacă la un proces β ar participa numai nucleul radioactiv și electronul emis, atunci conservarea impulsului cere ca nucleul radioactiv să sufere un recul, cu un impuls egal și de sens contrar cu impulsul electronului, în timp ce dacă la dezintegrare participă și neutrinul, atunci conservarea impulsului trebuie să aibă loc între cele trei particule și situația este cu totul diferită. În particular, dacă la dezintegrare ar fi emis numai electronul β (deci fără conservarea energiei), atunci distribuția în energii a nucleelor de recul ar trebui să semene ca formă cu spectrul β (căci ar exista tot atîtea nuclee de recul cu un impuls dat, cîți electroni sînt emiși cu impulsul corespunzător). Se poate calcula ușor energia de recul a nucleului în funcție de energia electronului emis. Vom utiliza în acest scop formule relativiste pentru electron și nerelativiste pentru nucleu (dat fiind diferența de masă). Așadar, fie p impulsul

electronului şi $W^2 = c^2p^2 + m^2c^4$ energia relativistă corespunzătoare. Energia cinetică, măsurată experimental, va fi

$$E = W - mc^2,$$

iar energia de recul corespunzătoare

$$E_r = \frac{P^2}{2M} = \frac{p^2}{2M} = \frac{W^2 - m^2c^4}{2Mc^2} = \frac{E(E + 2mc^2)}{2Mc^2}, \tag{16.1}$$

unde prin M am notat masa nucleului, iar prin P impulsul nucleului presupus egal cu impulsul electronului ($P = p$). Dacă se exprimă energiile în MeV, atunci $mc^2 \sim 0{,}5$ MeV, $Mc^2 \sim 931.A$ MeV (pentru un nucleu $(x)^A_Z$) şi formula devine

$$E_r = 540 \frac{E(E + 1)}{A} \cdot 10^{-6} \text{ MeV}. \tag{16.2}$$

Studiul experimental al distribuţiei în energii a nucleelor de recul este însă o problemă extrem de dificilă, din cauza energiilor mici ale acestora. Pentru a mări siguranţa măsurătorilor, trebuia lucrat cu elemente β—active uşoare, pentru care limita superioară a spectrului β este suficient de ridicată. Prima experienţă reuşită în acest sens a fost realizată prin anul 1936 de către fizicianul sovietic A. I. Leipunschi [96] şi a servit ca model pentru cercetările mai perfecţionate din anii următori*). Cazul cel mai favorabil îl constitue Li^8_3, cu $A = 8$ şi $E_0 = 12$ MeV, ceea ce dă, în baza relaţiei (16.2), o energie maximă de recul $(E_r)_{max} \sim 10{,}5$ keV, dar acest caz era din păcate greu de utilizat, dat fiind perioada radioactivă prea scurtă ($T_{1/2} = 0{,}89$ sec). De aceea, Leipunski a utilizat un izotop radioactiv artificial al carbonului C^{11}_6, obţinut prin reacţia nucleară $B^{10}_5 + H^2_1 \rightarrow C^{11}_6 + n^1_0$, care emite pozitroni cu limita superioară a spectrului β de numai 0,99 MeV. Formula (16.2) dă în acest caz $(E_r)_{max} \sim 100$ eV, iar perioada radioactivă este $T_{1/2} = 20$ min. De asemenea, radiaţia β^+ a C^{11}_6 nu este însoţită de radiaţie γ, ceea ce uşurează interpretarea rezultatelor. Leipunski a lucrat cu bioxid de carbon gazos, conţinînd în afară de moleculele $C^{(12)}0_2$ un mic procent de molecule $C^{(11)}0_2$. Gazul era adsorbit pe o lamă metalică A, răcită puternic cu aer lichid. În figura 14 se vede schema experienţei lui Leipunski. Energia de adsorbţie fiind ~ 1 eV, unii ioni (pozitivi) formaţi la dezintegrare, se puteau desprinde de pe lama A şi pătrundeau în cîmpul de frînare dintre A şi B, care lăsa să treacă numai ionii suficient de energici. Pentru a număra ionii de recul, s-a făcut uz de proprietatea că ioni cu energii de cîţiva keV pot scoate electroni din metal. Pentru aceasta, ionii trecuţi prin reţeaua B erau accelerati către oglinda metalică D, pusă la un poten-

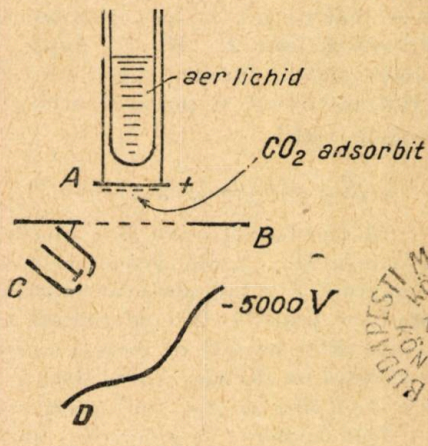


Fig. 14

*) Vezi de asemenea [1], p. 448—454, şi [97].

țial negativ de −5 000 V din care scoteau electroni secundari, iar aceștia erau concentrați pe un contor Geiger-Müller (C) care îi înregistra. Fără a fi concludente, rezultatele lui Leipunschi sînt în tot cazul favorabile existenței neutrinului. Distribuția în energii a nucleelor de recul în absența neutrinului este dată de curba punctată din (figura 15), unde cerculețele albe reprezintă datele experimentale, iar liniile verticale, eroarea probabilă.

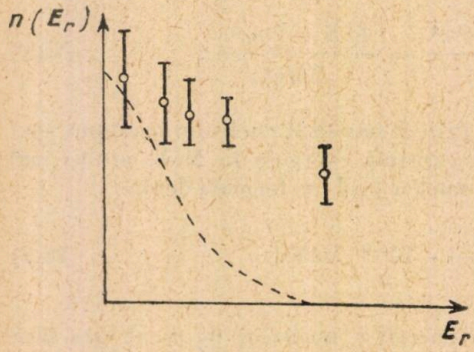


Fig. 15

Experiențele lui Crane și Halpern [98], făcute după un principiu diferit, au fost de asemenea favorabile existenței neutrinului. Lucrînd cu C^{38}_{17} β-activ gazos, introdus direct într-o cameră Wilson cu vapori de alcool etilic, ei au numărat perechile de picături formate de a lungul traiectoriei nucleelor de recul, ceea ce le permitea evaluarea energiei acestora. Rezultatele experimentale obținute sînt reproduse în fig. 16.

În anul 1942, Allen [99] a realizat o serie de experiențe analoge cu cele ale lui Leipunschi, utilizînd însă un tip special de dezintegrare β. Teoria prevede, într-adevăr, că în anumite condiții un nucleu poate suferi o transformare radioactivă absorbind un electron atomic *). Acest proces, echivalent ca rezultat cu o tranziție β^+, a fost denumit captură K (sau L, M...), după numele păturii din care a fost absorbit electronul și poate fi scris simbolic astfel

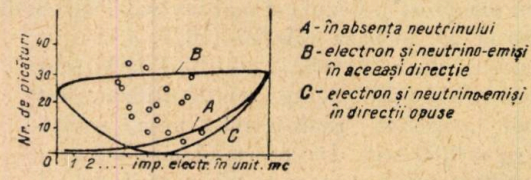


Fig. 16

$$(x)^A_Z + e[K] \rightarrow (y)^A_{Z-1}. \quad (16.3)$$

Atomul format se va găsi, bineînțeles, în stare ionizată, cu o lacună în pătura K (sau L, M...), din care revine emițînd raze X caracteristice. De altfel, procesul de captură K a fost observat experimental tocmai după această emisie de raze X care-l însoțește**). În conformitate cu teoria lui Fermi, anihilarea unui electron trebuie să fie însoțită de crearea simultană a unui neutrino. Așadar, într-un proces de captură un electron orbital este absorbit și în același timp este emis un neutrino care ia cu sine (singur) toată energia eliberată la dezintegrare.

Spre deosebire de procesele β obișnuite, în acest caz energia nu se împarte statistic între două particule, ci este luată de o singură particulă, care va avea întotdeauna același impuls. Dacă teoria este corectă, atunci nucleul radioactiv trebuie să sufere un recul și energia de recul va avea o valoare bine determinată. Presupunînd masa neutrinului nulă, energia lui va fi legată de impuls prin relația relativistă $E = cp$ și din legea conservării impulsului deducem ca și mai înainte

$$E_r = \frac{p^2}{2M} = \frac{E^2}{2Mc^2} = 540\frac{E^2}{A} \cdot 10^{-6} MeV \quad (16.4)$$

*) Primele calcule au fost făcute de C. Moller [100].

**) L. W. Alvarez [101] a semnalat captura K în cazul tranziției $V^{48}_{23} \rightarrow Ti^{48}_{22}$.

Allen a utilizat în experienţele sale captura K a Be_4^7, care trece în Li_3^7 eliberînd o energie de 0,87 MeV. Formula (16.4) dă atunci pentru energia de recul valoarea $E_r \sim 58$ eV. În realitate, măsurătorile extrem de precise ale lui Allen au dat pentru energia de recul valori mai mici decît cea aşteptată cu 10—20 eV, dar însăşi existenţa reculului, care a fost stabilită cu toată certitudinea, era un argument puternic în sprijinul existenţei neutrinului. Opt ani mai tîrziu, Smith şi Allen [102], reluînd experienţele cu mijloace perfecţionate, au obţinut o concordanţă foarte bună cu teoria, găsind pentru energia de recul valoarea $E_r = 57{,}1$ eV.

Experienţele cele mai concludente au fost efectuate de-abia în ultimii ani de către Sherwin [103] care, lucrînd cu P_{15}^{32} şi Y_{39}^{90}, a pus la punct un dispozitiv permiţînd în acelaşi timp măsurarea energiei nucleelor de recul şi corelaţia unghiulară nucleu-electron β. Un prim rezultat, mai mult calitativ, a fost existenţa electronilor β emişi sub patru unghiuri diferite faţă de direcţia de zbor a nucleului de recul (45°, 90°, 135° şi 180°), ceea ce este greu de explicat dacă din nucleu ar fi emis numai electronul β. Din experienţele lui Sherwin nu se poate deduce însă decît că la procesele β

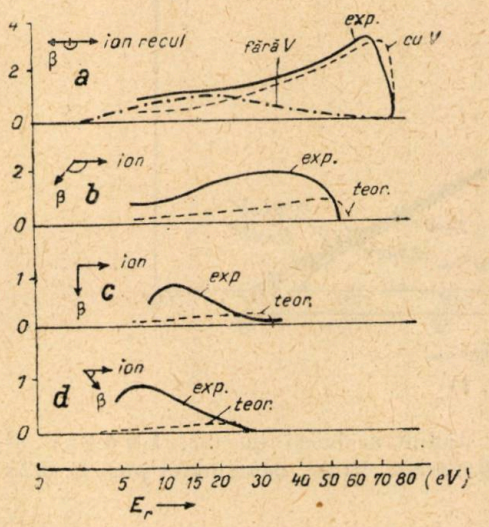


Fig. 17

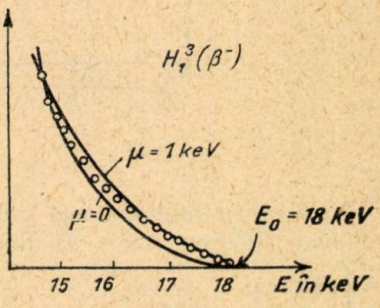


Fig. 18

elementare iau parte mai mult decît două particule, fără a se putea preciza cîte anume, dar şi acesta este un rezultat preţios. Rezultatele cantitative obţinute pentru corelaţia unghiulară nucleu-electron β sînt redate în fig. 17. După cum subliniază autorul, numai prima din curbele trasate poate fi considerată ca sigură, întrucît în celelalte erorile de experienţă devin din ce în ce mai mari, pe măsură ce se micşorează unghiul dintre impulsurile particulelor. Acestea din urmă nu au, aşadar, decît o valoare de orientare.

În orice caz, în fig. 17, se vede bine că curba experimentală se abate mult de la cea teoretică obţinută în ipoteza absenţei neutrinului, dar concordă cu cea obţinută din teoria lui Fermi. Experienţe analoge au fost efectuate de către Allen, Paneth, Morrish [104].

În sfîrşit, cîteva cuvinte despre masa neutrinului. Cockroft [105] a încercat mai de mult să utilizeze pentru evaluarea masei neutrinului bilanţurile de energie într-o serie de reacţii nucleare, stabilind că ea este în orice caz inferioară masei electronului, limita superioară fiind o cincime din aceasta $\left(\mu < \frac{m}{5}\right)$. De asemenea, am amintit în capitolul II posibilitatea determinării teoretice a masei neutrinului din

forma spectrului β în vecinătatea limitei superioare. O indicaţie excepţională în acest sens a putut fi obţinută din studiul spectrului β^- al H_1^3 [91, 92, 106]. Limita superioară fiind în acest caz extrem de joasă ($E_{max} = 18$ keV), forma exactă a spectrului în vecinătatea acesteia este foarte sensibilă la masa neutrinului. Cercetarea minuţioasă a spectrului a permis limitarea masei neutrinului la cel mult 1 keV $\left(\mu < \frac{1}{500} m\right)$.

În figura 18, unde este reprodusă numai porţiunea finală a spectrului, se poate vedea că punctele experimentale se aşează bine între curbele obţinute pentru $\mu = 0$ şi $\mu = 1$ keV.

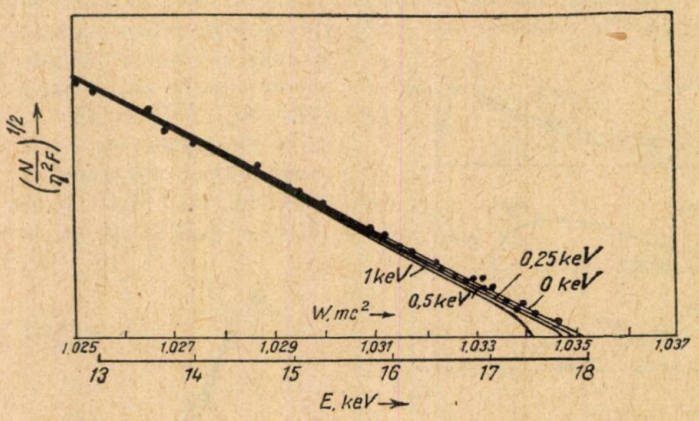


Fig. 19

Reluînd cu mijloace mai puternice studiul aceluiaşi spectru, Langer şi Moffat [107] au reuşit să împingă limitarea masei neutrinului pînă la 0,25 keV $\left(\text{adică } \mu < \frac{1}{2000} m_e\right)$.

Rezultatele lor sînt redate în fig. 19.

Pe o altă cale, Koffoed-Hansen [108] a găsit ca limită superioară pentru μ doar 5 keV $\left(\text{sau} \sim \frac{1}{100} m_e\right)$.

Rezultatele experienţelor realizate în ultimii ani permit aşadar să se întrevadă că masa neutrinului nu e numai mult mai mică decît masa electronului, ci şi practic neglijabilă (dacă nu chiar riguros nulă) în valoare absolută.

СОВРЕМЕННОЕ ПОЛОЖЕНИЕ ВОПРОСА β- РАСПАДА (I)

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

В первой части автор делает обзор положения, существовавшего в вопросе о β-распаде до появления теории Ферми (то есть приблизительно в период 1900—1934 гг). Особое внимание уделяется трудностям, возникшим вследствие кажущегося расхождения с законами сохранения, которые гипотеза нейтрина позволяет обходить.

Вторая часть посвящена изложению теории Ферми. Автор останавливается только на так называемых разрешенных β-переходах в виду того, что запрещенные β-переходов будут рассматриваться в одном из последующих рефератов, который явится продолжением настоящего. Для лучшего понимания развития этого вопроса в одном из параграфов напоминаются изменения, внесенные в эту теорию Конопинским и Уленбеком.

В третьей части сопоставляется теория с опытом, в частности в отношении формы β-спектров при малых энергиях и экспериментального детектирования нейтрина.

LA SITUATION ACTUELLE EN CE QUI CONCERNE LA QUESTION DE LA DÉSINTÉGRATION β (I)

(RÉSUMÉ)

Dans la première partie l'Auteur analyse en premier lieu la situation en ce qui concerne la question de la désintégration β avant l'apparition de la théorie de Fermi (c'est-à-dire au cours de la période 1900—1934, environ). Il discute en particulier les difficultés qui découlent du fait de ne pas respecter les lois de conservation, auxquelles il montre que l'hypothèse du neutrino permet de passer outre.

La deuxième partie est consacrée à l'exposé de la théorie de Fermi. L'Auteur s'en tient aux ainsi nommées transitions β licites. Les transitions β interdites feront l'objet d'une note à venir. Pour l'intelligence de l'évolution de cette question, il rappelle, dans l'un des paragraphes, les modifications apportées par K o n o p i n s k i et U h l e n b e c k à cette théorie.

Dans la troisième partie, on confronte la théorie et l'expérience, en particulier en ce qui concerne la forme des spectres β pour de faibles énergies et la détection expérimentale du neutrino.

BIBLIOGRAFIE

1. E. V. Ş p o l s k i, Fizica atomică. Ed. Tehnică, Bucureşti, 1953, vol. II.
2. J. D a n y s z, C. R., 1911, vol. 153, p. 339, p. 1066; Le Radium, 1912, vol. 9, p. 1.
3. E. R u t h e r f o r d a. H. R o b i n s o n, Phil. Mag., 1912, vol. 6, p. 26, p. 717.
4. J. C h a d w i c k, Verh. d. Deutschen Phys. Ges., 1914, vol. 16, p. 383.
5. L. L a n d a u u. R. P e i e r l s, Zs. f. Phys., 1931, vol. 69, p. 56.
6. S. R o s s e l a n d, Zs. f. Phys., 1923, vol. 14, p. 173.
7. G. H. A s t o n, Proc. Camb. Phil. Soc., 1927, vol. 22, p. 935.
8. E. G u r n e y, Proc. Roy. Soc. A., 1925, vol. 109, p. 540.
9. C. D. E l l i s a. W. A. W o o s t e r, Proc. Roy. Soc. A., 1927, vol. 117, p. 109.
10. L. M e i t n e r u. W. O r t h m a n n, Zs. f. Phys., 1930, vol. 60, p. 143.
11. Al. S a n i e l e v i c i, C. R., 1936, vol. 202, p. 1055.
12. G. B e c k, Zs. f. Phys., 1933, vol. 84, 811.
13. N. B o h r, J. Chem. Soc., 1932, p. 349.
14. G. B e c k u. K. S i t t e, Zs. f. Phys., 1933, vol. 86, p. 105.
15. N. B o h r, H. A. K r a m e r s u. J. S l a t e r, Zs. f. Phys., 1923, vol. 24, p. 69.
16. C. D. E l l i s a. N. F. M o t t, Proc. Roy. Soc. A., 1933, vol. 141, p. 502.
17. W. J. H e n d e r s o n, Proc. Roy. Soc. A., 1934, vol. 147, p. 572.
18. J. S o l o m o n, *Protons, neutrons, neutrinos*. Paris, 1939.
19. L. de B r o g l i e, *De la mécanique ondulatoire à la théorie du noyau*. Paris, 1945.
20. F. P e r r i n, C. R., 1933, vol. 197, p. 1625.

21. B. W. Sargent, Proc. Roy. Soc. A., 1933, vol. 139, p. 659.
22. A.C.B. Mitchell, Phys. Rev., 1938, vol. 52. p. 1.
23. G. Gamow, Proc. Roy. Soc. A., 1934, vol. 146, p. 217.
24. P. Ehrenfest a. J. R. Oppenheimer Phys. Rev., 1931, vol. 37, p. 333.
25. J. Chadwick, Nature. 1932. vol. 129, p. 312.
26. I. Joliot-Curie, C. R., 1932, vol. 194. p. 273, p. 876.
27. D. D. Ivanenko, Nature, 1932, vol. 129, p. 798; C. R., 1932, vol. 195, p. 439.
28. W. Heisenberg, Zs. f. Phys., 1932, vol. 77, p. 1.
29. E. Fermi, *Nuclear Physics*. Chicago, 1950.
30. A. H. Snell, Miller Phys. Rev., 1948, vol. 74, p. 1217.
31. A. H. Snell, F. Pleaston a. R. V. Mc. Cord, Phys. Rev., 1950, vol. 78, p. 310, p. 311.
32. J. M. Robson, Phys. Rev., 1950, vol. 78, p. 311.
33. G. P. Seaborg a. I. Perlman, Table of isotopes. Rev. Med. Phys., 1948, vol. 20, p. 585.
34. E. Fermi, Zs. f. Phys., 1934, vol. 88, p. 161.
35. I. E. Tamm i D. D. Ivanenko, Nature, 1934, vol. 133, p. 981.
36. I. E. Tamm, Phys. Zs. Sow., 1936, vol. 10, p. 567.
37. A Sokolov, D. Ivanenko *Kvantovaia teoriia polea*. M. L., 1952.
38. H. Yukawa, Proc. Phys. Mat. Soc. Japan, 1935, vol. 17, p. 48.
39. L. de Broglie, *L'électron magnétique*. Paris, 1934.
40. P. A. M. Dirac, *The Principles of Quantum Theory*. Oxford, 1947.
41. W. Pauli, Ann. Inst. Poincaré, 1936, vol. VI, p. 109.
42. H. Weyl, *Gruppentheorie und Quantenmechanik*. Leipzig, 1931.
43. H. A. Bethe a. R. F. Bacher, Rev. Mod. Phys., 1936, vol. 8, p. 82.
44. E. J. Konopinski, Rev. Mod. Phys., 1943, vol. 15, p. 209.
45. P. Gombas, *Theorie und Lösungsmethoden des Mehrteilchenproblems der Wellenmechanik*. Basel, 1950.
46. V. A. Fock, Zs. f. Phys., 1932, vol. 75, p. 622.
47. D. I. Blohinţev, *Osnovî kvantovoi mehaniki*. M. L., 1951.
48. — UFN, 1950, vol. 42, p. 76 (trad. în St. Cerc. Fiz., nr. 3—4, 1951); 1951, vol. 44, p. 104.
49. * * * *Filozofskie problemî sovremennoi fiziki*. M. L., 1952, p. 389.
50. W. E. Lamb a. R. C. Retherford, Phys. Rev., 1947, vol. 72, p. 241; 1950, vol. 79, p. 549.
51. S. Koenig, A. Prodell a P. Kusch, Phys. Rev., 1951, vol. 83, p. 687.
52. V. B. Berestețki i I. I. Pomeranciuk, JETF, 1949, vol. 19, p. 756.
53. G. F. Jarkov, JETF, 1950, vol. 20, p. 492.
54. C. N. Yang a. J. Tiomno, Phys., 1850, vol. 79, p. 495.
55. M. Markov, JETF, 1948, vol. 18, p. 903; 1951, vol. 21, p. 761.
56. I. Lomşadze i M. Markov, JETF, 1949, vol. 19, p. 178.
57. V. Lebedev i M. Markov, JETF, 1949, vol. 19, p. 292.
58. B. S. Djelepov i. N. M. Antonieva, Vestnik LGU, 1946, vol. 1, p. 19.
59. M. Markov, JETF, 1948, vol. 18, p. 1130.
60. L. Sliv, JETF, 1947, vol. 17, p. 1049.
61. M. E. Rose, Phys. Rev., 1936, vol. 49, p. 727; 1937, vol. 51, p. 484.
62. J. R. Reitz, Phys. Rev., 1950, vol. 77, p. 10.
63. B. S. Djelepov i L. M. Zîrianova, JETF, 1951, vol. 21, p. 923.
64. F. N. D. Kurie, H. C. Paxton a. J. R. Richardson, Phys. Rev., 1936, vol. 49, p. 368.
65. L. W. Nordheim a. F. L. Yost, Phys. Rev., 1937, vol. 51, p. 942.
66. I. M. Smuşkevici, JETF, 1951, vol. 21, p. 661.
67. E. J. Konopinski a. G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev., 1941, vol. 60, p. 308.
68. E. Greuling, Phys. Rev., 1942, vol. 61, p. 568.
69. R. E. Marshak, Phys. Rev., 1942, vol. 61, p. 388, p. 431.
70. E. J. Konopinskia. G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev., 1935, vol. 48, p. 7, p. 107.
71. C. S. Wu, Rev. Mod. Phys., 1950, vol. 22, p. 386 (trad. rusă UFN, 1951, vol. 44, p. 558).
72. M. Heyden a. H. Kopfermann, Phys. Rev., 1937, vol. 38, p. 960; Zs. f. Phys., 1938, vol. 108, p. 232.
73. E. Fermi, Conferenze di Fisica Atomica. Roma, 1950.
74. G. Gamow a. E. Teller, Phys. Rev., 1936, vol. 49, p. 895.
75. B. S. Djelepow, DAN, 1949, vol. 65, p. 149; JETF, 1949, vol. 19, p. 361, p. 787.
76. B. S. Djelepov i A. V. Kudreavţeva, JETF, 1949, vol. 19. p. 761 (Tabele τF).

77. A. M. Feingold, Rev. Mod. Phys., 1951, vol. 23, p. 10 (Tabele τF).
78. F. N. D. Kurie, J. R. Richardson a. H. C. Paxton, Phys. Rev., 1935, vol. 48, p. 167.
79. E. M. Lyman, Phys. Rev., 1937, vol. 51, p. 1.
80. A. I. Alihanian, A. I. Alihanov i B. S. Djelepov, Phys. Rev., 1938, vol. 53, p. 766.
81. A. I Alihanian i S. I. Nikitin, Phys. Rev., 1938, vol. 53, p. 767.
82. A. W. Tyler, Phys. Rev., 1939, vol. 56, p. 125.
83. A. W. Lawson, Phys. Rev., 1939, vol. 56, p. 131.
84. G. F. Tape, Phys. Rev., 1939, vol. 56. p. 965.
85. A. W. Lawson a. J. W. Cork, Phys. Rev., 1940, vol. 57. p. 982.
86. C. S. Cook a. L. M. Langer, Phys. Rev., 1948, vol. 73, p. 601.
87. R. D. Albert a. C. S. Wu, Phys. Rev., 1949, vol. 75, p. 847.
88. — Phys. Rev., 1949, vol. 75, p. 315, p. 1107.
89. H. C. Price, J. Motz a. L. M. Langer, 1950, vol. 77, p. 743, p. 798.
90. L. Gross a. D. R. Hamilton, Phys. Rev., 1950, vol. 78, p. 318.
91. Curran, J. Angus a. A. L. Cockroft, Nature, 1948, vol. 162, p. 302; Phil. Mag., 1949, vol. 50, p. 53.
92. G. Hanna, O. Pontecorvo, Phys. Rev., 1949, vol. 75, p. 983.
93. H. A. Bethe, Proc. Camb. Phil. Soc., 1935, vol. 31, p. 108.
94. M. E. Nahmias, Proc. Camb. Phil. Soc., 1935, vol. 31, p. 99.
95. E. O. Wollan, Phys. Rev., 1947, vol. 72, p. 445.
96. A. I. Leipunski, Proc., Camb. Phil. Soc., 1936, vol. 32, p. 301.
97. H. R. Crane, Rev. Mod. Phys., 1948, vol. 20, p. 278.
98. H. R. Crane — J. Halpern, Phys. Rev., 1938, vol. 53, p. 789; 1939, vol. 56, p. 232.
99. J. S. Allen, Phys. Rev., 1942, vol. 61, p. 692.
100. C. Moller, Sow. Phys., 1937, vol. 11, p. 9.
101. L. W. Alvarez, Phys. Rev., 1937, vol. 52, p. 134.
102. P. B. Smith a. J. S. Allen, Phys. Rev., 1950, vol. 77, p. 747.
103. C. W. Sherwin, Phys. Rev., 1948, vol. 73, p. 216; 1949, vol. 75, p. 1799; 1951, vol. 82, p. 52.
104. J. S. Allen, H. R. Paneth a. A. H. Morrish, Phys. Rev., 1949, vol 75, p. 570.
105. J. D. Cockroft, Proc. Roy. Soc. A., 1937, vol. 161, p. 450.
106. S. Curran, J. Angus a. A. L. Cockroft, Phys. Rev., 1949, vol. 76, p. 853.
107. L. M. Langer a. R. J. Moffat, Phys. Rev., 1952, vol. 88. p. 689.
108. O. Koffoed-Hansen, Phil. Mag., 1952, vol. 42, p. 1448.

LITERATURĂ SUPLIMENTARĂ

a. Weizsäcker *Die Atomkerne. Grundlagen und Anwendungen ihrer Theorie.* Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, 1937.
b. G. Gamow a. Critchfield, *Atomic nucleus and nuclear energy sources.* Oxford, at the Clarendon Press, 1949.
c. A. Sokolov i D. Ivanenko, *Kvantovaia teoria polea.* M. L., 1952, p. 680—700 Gos. Izdat. Teh. Teor. Lit.
d. L. V. Groşev i. I. S. Şapiro, *Spektroskopia atomnih iader.* M. L., 1952, p. 325-405.

NOTE

SUPAPĂ ELECTROMAGNETICĂ DE VID ÎNAINTAT *)

DE

N. MARTALOGU și G. EBINGER

Pentru protejarea uleiului din pompele de difuzie, ușor oxidabil, se prevede întotdeauna la instalațiile de raze X cu tub demontabil un ventil, pentru izolarea pompelor de difuzie de restul instalației, cînd trebuie introdus aer în tubul de raze X. Întotdeauna tipurile de ventile, construite pentru astfel de scopuri, introduc odată cu instalarea lor garnituri de cauciuc suplimentare și elemente constructive defectuoase.

Pentru eliminarea acestora și pentru asigurarea unei bune etanșeizări, am construit un ventil în interiorul regiunii de vidat (fără vreo legătură mecanică cu exteriorul), comandat din exterior cu un electromagnet.

Părțile mari ale ventilului sînt următoarele:

1. Un rotor din fier, care se poate înșuruba la un capăt pe un șurub și este prevăzut la celălalt capăt cu ventilul propriu-zis, care asigură închiderea la comandă. Ventilul este prevăzut cu o garnitură de nylon, pentru etanșeizare.

Toate acestea sînt construite conform figurii anexate.

2. Dispozitivul de comandă al ventilului, care constă dintr-un electromagnet, realizat prin bobinarea pe două miezuri de fier a circa 1200 spire, legate în serie, din sîrmă de cupru de 0,3 mm diametru.

Pentru a micșora întrefierul cît mai mult, polii au un profil adecvat, pentru a se roti intim pe tubul în care se face vidul și în care deci se află rotorul.

Dispozitivul este prevăzut cu o lampă semnalizatoare, care indică trecerea curentului prin bobine.

Miezurile sînt montate diametral opuse, în interiorul unei cămăși de fier (circa 8 mm grosime), care asigură fixarea lor și închiderea circuitului magnetic.

Pentru o deschidere sigură sub vid înalt, ventilul propriu-zis este prevăzut cu posibilitatea unei oscilații, montîndu-l pe o bilă, iar desprinderea ventilului se face numai într-o margine. Acest lucru a fost făcut posibil cu ajutorul a două bacuri, ajustate nesimetric.

Ca sursă de curent, se folosește un redresor de circa 60 volți, circa 2 amperi, curent continuu.

Se introduce la priză, becul de semnalizare se aprinde, se rotește dispozitivul de comandă pînă cînd, după întîmpinarea unei rezistențe puternice (rezultată din închiderea ventilului), se produce o scăpare. Pentru deschidere, se procedează prin rotație în sens invers. Operația de închidere sau deschidere este de circa 10 secunde.

Ventilul este foarte comod pentru instalațiile de raze X demontabile și pentru toate instalațiile unde este nevoie de o izolare în vid rapidă și sigură. Acest ventil se poate automatiza cu ușurință, așa încît la o defecțiune în instalația de vid să se închidă automat. Acest lucru constituie o realizare viitoare, în curs de proiectare.

---

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 3 mai 1953.

ОБЪЯСНЕНИЕ РИСУНКОВ

Рис. 1. — Пустотный вентиль для высоких разрежений

	Наименование	Материалы	Шт.
1	Головка вентиля	Латунь	1
2	Вентиль	Сталь 38	1
3	Прокладка ∅ 38×2	К	1
4	Винт	Латунь	1
5	Полюсная деталь		1
6	Стальной шарик ∅ 7		1
7	Открывающая скоба	Латунь	2
8	Винт с потайной головкой	Сталь 38	2
9	Стальной шарик ∅ 5		1
10	Направляющая деталь вентиля	Латунь	1
11	Цилиндр		1
12	Жестяная крышка	Сталь 32	2
13	Винт М 3×10	Сталь 38	6
14	Полюсы магнита		2
15	Коллекторное кольцо	Латунь	2
16	Коллекторное кольцо	Латунь	2
17	Изолирующая пластинка	Фибра	2
18	Прокладка	К	1
19	Болт М 12×70 Р	Сталь 38	4
20	Катушка		2
21	Изолирующая пластинка	Фибра	2
22	Винт с потайной головкой	Сталь 38	12
23	Ручка		2
24	Винт М 3×15	Сталь 38	6

EXPLICATION DE LA FIGURE

Fig. 1. — Soupape pour vide avancé

Pos.	Dénomination	Matériel	Pièces
1	Plateau de la soupape	Laiton	1
2	Soupape	Acier 38	1
3	Garniture ∅ 38 × 2	Caoutchouc	1
4	Vis	Laiton	1
5	Pièce polaire		1
6	Bille d'acier ∅ 7		1
7	Griffe d'ouverture	Laiton	2
8	Vis tête noyée	Acier 38	2
9	Bille d'acier ∅ 5		1
10	Guide de soupape	Laiton	1
11	Cylindre		1
12	Couvercle en tôle	Acier 32	2
13	Vis M 3 × 10	Acier 38	2
14	Pôles magnétiques		6
15	Anneau collecteur	Laiton	2
16	Anneau collecteur	Laiton	2
17	Plaque izolante	Fibre	2
18	Garniture	Nylon	1
19	Boulon M 12 × 70 P	Acier 38	4
20	Bobine		2
21	Plaque isolante	Fibre	2
22	Vis tête noyée	Acier 38	12
23	Manche		2
24	Vis M 3 × 15	Acier 38	6

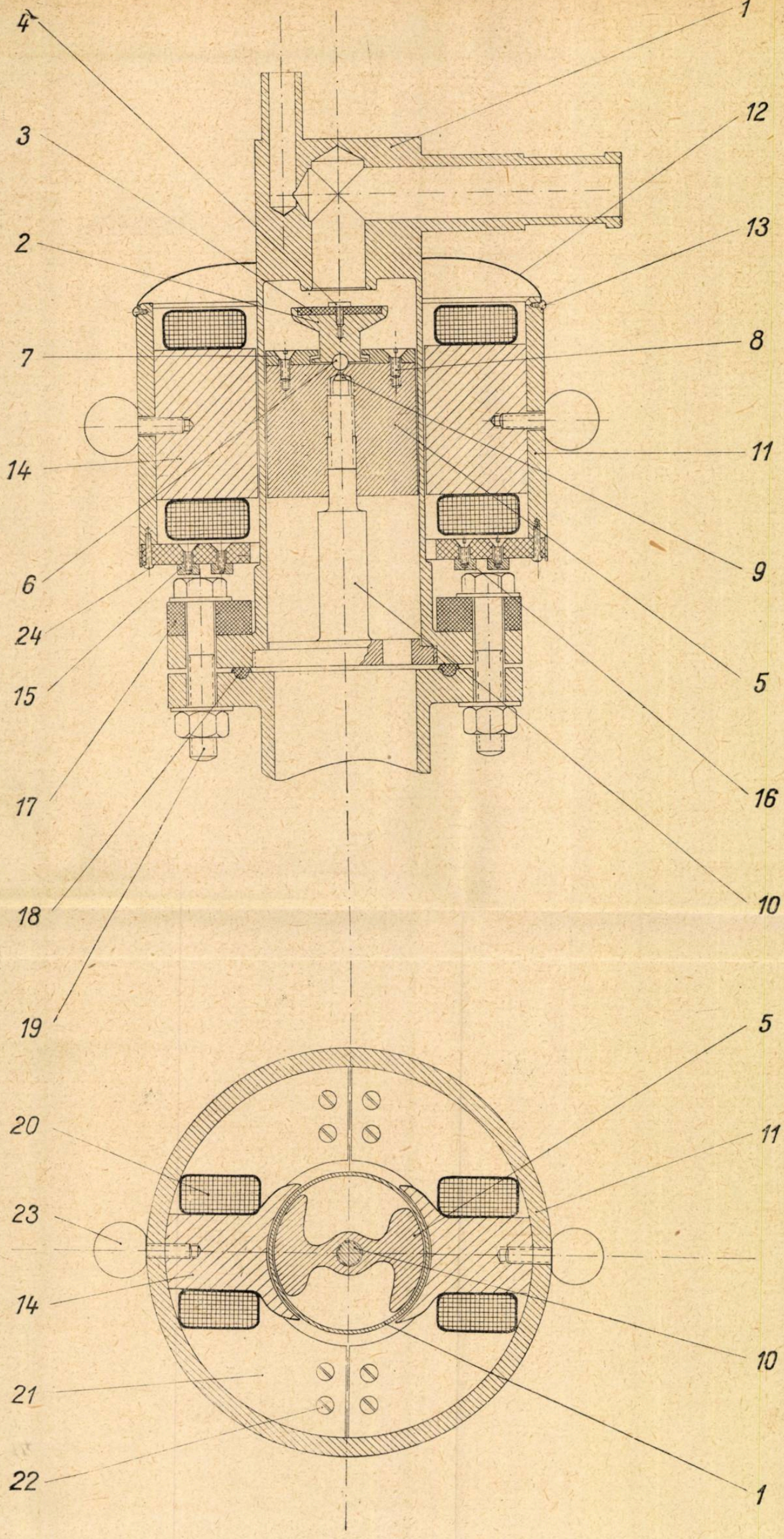


Fig. 1

Ventil pentru vid înaintat

Poz.	Denumirea	Material	Bucăţi
1	Corpul ventilului	Am	1
2	Ventil	OL38	1
3	Garnitură ∅ 38 × 2	Cauciuc	1
4	Şurub	Am	1
5	Piesă polară		1
6	Bilă oţel ∅ 7		1
7	Ghiară de deschidere	Am	2
8	Şurub cap înecat	OL38	2
9	Bilă oţel ∅ 5	—	1
10	Ghidaj ventil	Am	1
11	Cilindru		1
12	Capac tablă	OL32	2

Poz.	Denumirea	Material	Bucăţi
13	Şurub M 3 × 10	OL38	6
14	Poli magnetici		2
15	Inel colector	Am	2
16	Inel colector	Am	2
17	Placă izolantă	Fibră	2
18	Garnitură	Nylon	1
19	Bulon M 12 × 70 P	OL38	4
20	Bobină		2
21	Placă izolantă	Fibră	2
22	Şurub cap înecat	OL38	12
23	Miner	—	2
24	Şurub M 3 × 15	OL38	6

BUDAPESTI MOSPONT
KÖZPONTI
1918
MONTEVIDEO
CORREO

TUB DEMONTABIL PENTRU RAZE X *)

DE

N. MARTALOGU

Prezentăm în această Notă construcţia unui tub de raze X demontabil, necesar în domeniul de cercetare spectroscopică cu raze X, precum şi pentru analiza chimică calitativă şi cantitativă.

Construcţia s-a făcut cu mijloace locale, în scopul cercetării în fizica razelor X în R.P.R., şi pentru rezolvarea problemelor cerute de industrie, de controlul fabricaţiei.

Am folosit în construcţia acestui tub numai materiale care pot fi găsite în ţară sau uşor de procurat dinafară.

Elementele componente ale tubului de raze X sînt:

1. Corpul propriu-zis (*13*), metalic.
2. Izolantul (*51*), de formă cilindrică, constituit din porţelan sau din sticlă.
3. Catodul emiţător de electroni.
4. Anticatozii.
5. Piesele de cuplare la pompa de vid.

Întreg materialul metalic, utilizat la confecţionarea tubului, trebuie să fie de calitate bună (produse de laminare sau centrifugare).

Pentru a asigura o închidere cît mai perfectă şi comodă, am transformat construcţia obişnuită a tuburilor demontabile de raze X, în una cu holendere prevăzute cu rulmenţi de presiune, pentru reducerea frecărilor la închiderea şi deschiderea tubului. De asemenea, distanţa dintre anod şi catod este reglabilă.

Se curăţă foarte bine toate piesele tubului cu neofalină, apoi cu alcool, se lasă să se usuce şi se încălzesc, pentru eliminarea urmelor de neofalină sau de alcool.

Montarea se face în felul următor:

— Se cuplează corpul tubului la pompa de difuzie cu mercur, prevăzută cu trapă de aer lichid, prin intermediul pieselor de cuplare şi a holenderului respectiv.

— Se alege o foaie de aluminiu de 0,01—0,015 mm grosime, din acelea care nu au găuri, fie ele chiar foarte mici. Se degresează foaia în neofalină şi se urmăreşte existenţa eventualelor găuri, în faţa unei lămpi puternice.

— Se taie din această foaie un dreptunghi de 4 × 4 cm şi se lipeşte cu centrul peste centrul fantei tubului. Lipirea se face cu ajutorul unui amestec de colofoniu şi ceară de albine (3:1), folosind un rulou cald.

— Se montează izolantul, fixîndu-se cu holenderul de corpul tubului.

— Se construieşte un filament de wolfram din fir de 0,2 mm diametru, prin spiralizare, constituit din 12 spire distanţate la 0,5 mm, pe un mandrin de 1 mm.

— Se fixează acest filament la capătul catodului.

— Se montează cupela de protecţie şi limitare a fasciculului electronic, prin fixarea celor trei şuruburi laterale.

— Se trece la montarea anticatodului, cu ajutorul holenderului respectiv.

— Garniturile de cauciuc, utilizate la asamblare, trebuie să fie de bună calitate (elastice, cu o vulcanizare nu prea înaintată).

Dacă vrem să facem o analiză chimică, se zgîrie locul petei focale cu un bisturiu, se depune acolo substanţa, sub forma unei picături din soluţia substanţei respective, şi se încălzeşte foarte slab pînă cînd se evaporă solventul, sau se depune sub formă de pulbere, apoi se fixează cu o picătură de soluţie de şelac şi se încălzeşte uşor. Se montează anticatodul şi dispozitivul de circulaţie a apei. Se dă drumul la apă să circule.

— Se face vidul preliminar cu pompă rotativă, atît în tub, cît şi în difuzie. Se pun în funcţiune pompele de difuzie (care au o capacitate de aspiraţie de circa 20 litri pe secundă), iar cînd vidul este de ordinul a 10^{-5}—10^{-6} mm mercur, se poate aplica tensiunea, funcţie de spectrul dorit să apară. În mod normal tubul funcţionează în regim continuu cu 10 mA, la o tensiune de circa 50—60 kV. Dacă vidul este foarte bun, se poate aplica o tensiune pînă la 80 kV. În faţa tubului, pentru eliminarea radiaţiilor parazite, se poate monta canalizorul făcut cu fante de plumb.

---

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 3 mai 1953.

— Între două analize, tubul trebuie bine curăţit.

Dacă tubul de raze X este cuplat cu un spectrograf de focalizare, trebuie aranjat catodul astfel ca pata focală să fie largă.

Pentru analiza structurală, se aşează astfel cupela de concentrare ca pata focală să fie cît mai îngustă. Pentru timp de funcţionare îndelungat, cu un curent de tub mare, catodul trebuie răcit cu ajutorul unui ventilator.

Se recomandă să se construiască de la început un set de anticatozi din cupru, cu plăcuţe sudate în vid, din nikel, molibden, wolfram, argint, aur, şi anticatozi confecţionaţi din cupru, aluminiu şi fier.

Este preferabil ca tubul de raze X să fie montat pe o pompă de difuzie cu ulei, care face inutilă trapa cu aer lichid, care foloseşte un ventil; recomandăm ventilul electromagnetic pentru vid înaintat.

ОБЪЯСНЕНИЕ РИСУНКОВ

Рис. 1. — Рентгенологическая трубка

Nr.	Наименование	Материалы	Размеры	Шт.
1	Соединительная трубка . . .	Латунь 58	Ø15×50	4
2	Голландская гайка	Латунь 58	шестиугольная 19×20	4
3	Ниппель	Латунь 58	шестиугольный 17×50	1
4	Трубка	Латунь 58	Ø6×1,5	1
5	Патрубок	Латунь 58	Ø15×3×70	1
6	Втулка сальниковая	Латунь 58	Ø35×20	1
7	Зажимающая гайка	Латунь 58	Ø55×30	1
8	Шайба шарикоподшипника .	Сталь 38	Ø36×10	1
9	Шарик шарикоподшипника .	Торг.	сферический 3	170
10	Шайба шарикоподшипника .	Сталь 38	Ø36×10	1
11	Предохранитель	Латунь 58	Ø2×120	1
12	Прокладка	Резин.-Литое	Ø36/20×2	2
13	Тело трубки	Латунь 58	100×120×140	1
14	Антикатод	Алюмин.	Ø35×45	1
15	Ниппель	Латунь 58	шестиугольный 17×40	1
16	Ниппель	Латунь 58	шестиугольный 17×45	2
17	Патрубок	Латунь 58	Ø8×1,5×70	2
18	Прокладка	Резин.	Ø36/22×3	1
19	Зажимающий фланец	Сталь 58	Ø35×36	1
20	Предохранитель	Латунь 58	Ø2×185	1
21	Шайба шарикоподшипника .	Сталь 38	Ø56×10	1
22	Шайба шарикоподшипника .	Сталь 38	Ø56×10	1
23	Зажимающая гайка	Латунь 58	Ø75×50	1
24	Нить накала	Вольфр.	Ø0,3×120	1
25	Винт М 2	Латунь 58	Ø5×10	4
26	Зажим нити накала	Латунь 58	Ø2×50	1
27	Зажим нити накала	Латунь 58	Ø2×70	1
28	Зажимающая пластинка . . .	Латунь 58	2×5×20	2
29	Катодная втулка	Медная	Ø30×50	1
30	Нарезная втулка	Латунь 63	Ø9×20	1
31	Втулка	Керамика	Ø9×10	1
32	Винт М 5	Сталь 38	Ø5×15	3
33	Закрепляющая втулка . . .	Сталь 38	Ø19×40	1
34	Винт М 26	Сталь 38	Ø6×10	2
35	Втулка	Керамик.	Ø9×10	1
36	Втулка	Сталь 58	Ø9×15	1
37	Гайка	Сталь 58	Ø6×20	1

Nr.	Наименование	Материалы	Размеры	Шт.
38	Соединительный стержень . .	Латунь 58	Ø2×25	1
39	Провод	Латунь 58	Ø5×240	1
40	Опорная трубка	Латунь 63	Ø19×1×200	1
41	Закрепляющий ниппель . . .	Латунь 63	Ø20×1×70	1
42	Закрепляющее кольцо	Латунь 63	Ø23×15	1
43	Прокладка	Резин.	Ø65/48×4	1
44	Соединительный поясок . . .			1
45	Предохранитель	Латунь 58	Ø2×260	1
46	Зажимающая втулка	Латунь 58	Ø82×30	1
47	Кольцо шарикоподшипника .	Сталь 38	Ø85×10	1
48	Кольцо шарикоподшипника .	Латунь 38	Ø82×10	1
49	Гайка	Латунь 58	Ø95×50	1
50	Соединительный поясок . . .			1
51	Трубка	Фарф.	Ø60×10×28	1
52	Нарезной поясок	Латунь 58	Ø75×30	1
53	Гайка	Латунь 58	Ø85×55	1
54	Предохранитель	Латунь 58	Ø2×240	1
55	Кольцо шарикоподшипника .	Сталь 38	Ø60×10	1
56	Кольцо шарикоподшипника .	Сталь 38	Ø60×10	1
57	Задерживающее кольцо . . .	Латунь 63	Ø12×12	1
58	Изолирующая втулка	Эбонитов.	32×30	1
59	Герметическая пробка	Пицеин.	200 гр	1
60	Зажим	Латунь 63	Ø12×40	1
61	Винт зажима	Латунь 63	Ø12×25	2
62	Зажим	Латунь 63	Ø12×25	1
63	Опора	Латунь 58	Ø72×100	1
64	Прокладка	Резин.	Ø70/45×2	1
65	Канализатор		подсборка	1

EXPLICATION DE LA FIGURE

Fig. 1. — Tube de Rayons X

No.	Dénomination	Matériel	Dimensions brutto	Pièces
1	Olive	Laiton 58	Ø15×50	4
2	Ecrou hollandais	Laiton 58	hexagone 19×20	4
3	Raccord	Laiton 58	hexagone 17×50	1
4	Tuyau	Laiton 58	Ø6×1,5	1
5	Tube de raccord	Laiton 58	Ø15×3×70	1
6	Manchon presse-garniture . . .	Laiton 58	Ø35×20	1
7	Ecrou d'étanchéité	Laiton 58	Ø55×30	1
8	Rondelle de roulement	Acier 38	Ø36×10	1
9	Bille de roulement	du commerce	sphérique 3	170
10	Rondelle de roulement	Acier 38	Ø36×10	1
11	Plomb fusible	Laiton 58	Ø2×120	1
12	Garniture	Caoutchouc	Ø36/20×2	2
13	Corps de tube	Laiton coulé/58	100×120×140	1
14	Anticathode	Aluminium	Ø35×45	1
15	Raccord	Laiton 58	hexagone 17×40	1
16	Raccord	Laiton 58	hexagone 17×45	2
17	Tube de raccord	Laiton 59	Ø8×1,5×70	2
18	Garniture	Caoutchouc	Ø6/22×2	1

No.	Dénomination	Matériel	Dimension brutto	Pièces
19	Bride d'étanchéité	Acier 38	Ø35×35	1
20	Plomb fusible	Laiton 58	Ø2×185	1
21	Rondelle de roulement	Acier 38	Ø58×10	1
22	Rondelle de roulement	Acier 38	Ø56×10	1
23	Ecrou d'étanchéité	Laiton 58	Ø75×50	1
24	Filament	Wolfram	Ø0,3×120	1
25	Vis M 2	Laiton 58	Ø5×10	4
26	Support du filament	Laiton 58	Ø2×50	1
27	Support du filament	Laiton 58	Ø2×70	1
28	Tôle d'étanchéité	Laiton 58	2×5×20	2
29	Manchon cathode	Cuivre	Ø30×50	1
30	Manchon fileté	Laiton 63	Ø9×20	1
31	Manchon	Céramique	Ø9×10	1
32	Vis M 5	Acier 38	Ø5×15	3
33	Manchon de fixage	Acier 38	Ø19×40	1
34	Vis M 26	Acier 38	Ø6×10	2
35	Manchon	Céramique	Ø9×10	1
36	Manchon	Laiton 58	Ø9×15	1
37	Ecrou	Laiton 58	Ø6×20	1
38	Tige de liaison	Laiton 58	Ø2×25	1
39	Conducteur	Laiton 58	Ø5×240	1
40	Tube de soutien	Laiton 63	Ø19×1×200	1
41	Raccord de fixage	Laiton 63	Ø20×1×70	1
42	Anneau de fixage	Laiton 63	Ø23×15	1
43	Garniture	Caoutchouc	Ø65×48×4	1
44	Manteau de soudure			1
45	Plomb fusible	Laiton 58	Ø2×260	1
46	Manchon d'étanchéité	Laiton 58	Ø82×30	1
47	Anneau de roulement	Acier 38	Ø35×10	1
48	Anneau de roulement	Acier 38	Ø32×10	1
49	Ecrou	Laiton 58	Ø95×50	1
50	Manteau de soudure			1
51	Tube	Porcelaine	60×10×280	1
52	Manteau fileté	Laiton 58	Ø75×30	1
53	Ecrou	Laiton 58	Ø35×55	1
54	Plomb fusible	Laiton 58	Ø2×240	1
55	Anneau de roulement	Acier 38	Ø30×10	1
56	Anneau de roulement	Acier 38	Ø30×10	1
57	Anneau d'arrêt	Laiton 63	Ø12×12	1
58	Manchon isolant	Ebonite	Ø32×30	1
59	Bouchon d'étanchéité	Picéine	200 g	1
60	Borne	Laiton 63	Ø12×40	1
61	Vis borne	Laiton 63	Ø12×25	2
62	Borne	Laiton 63	Ø18×25	1
63	Corps de soutien	Laiton 58	Ø72×100	1
64	Garniture	Caoutchouc	Ø70/45×2	1
65	Canalisateur	sous-ensemble		1

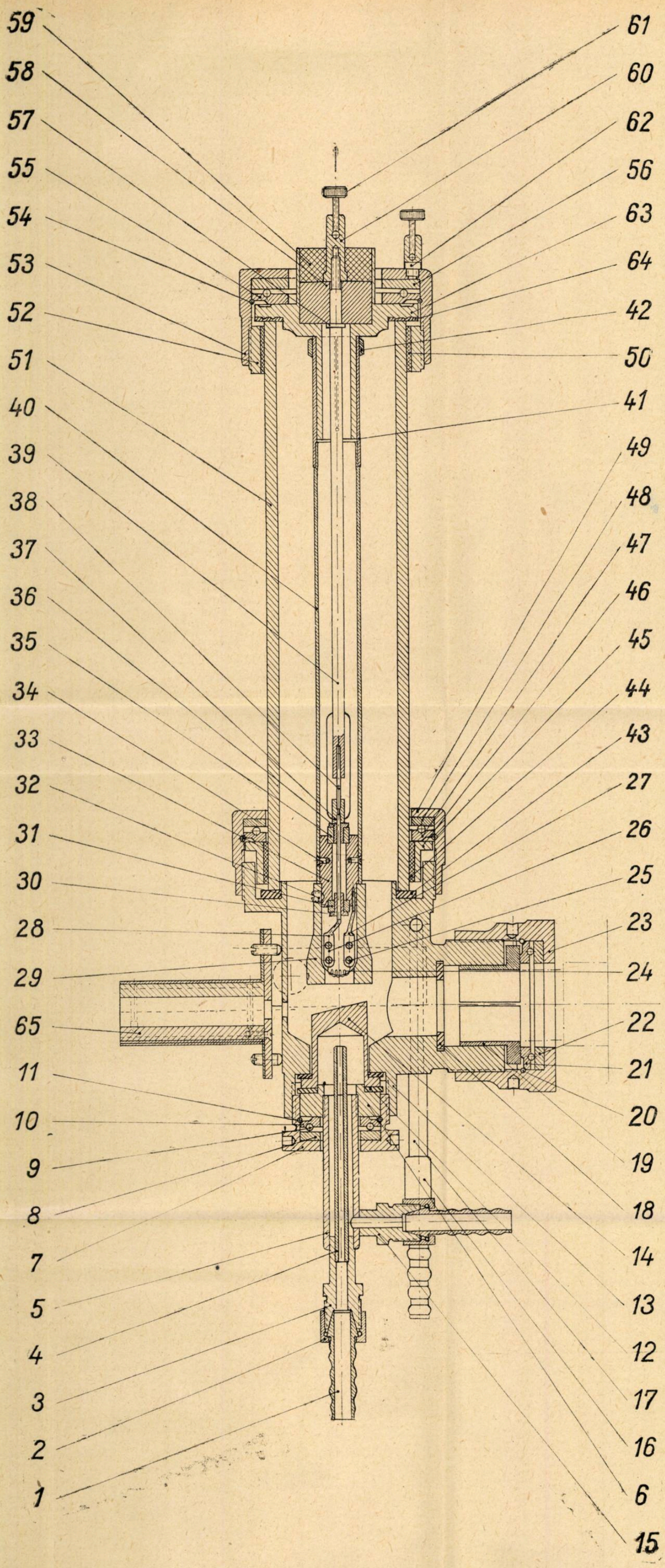


Fig. 1

Tub de raze X

Poz.	Denumirea	Material	Dimens. brute	Bucăţi
1	Olivă	Am 58	Ø15×50	4
2	Piuliţă olandeză . .	Am 58	Exagon 19 × 20	4
3	Racord	Am 58	Exagon 17 × 50	1
4	Ţeavă	Am 58	Ø6×1,5	1
5	Tub racord	Am 58	Ø15×3×70	1
6	Bucşă presgarnitură	Am 58	Ø35×20	1
7	Piuliţă de strîngere .	Am 58	Ø55×30	1
8	Rondelă rulment .	OL 38	Ø36×10	1
9	Bilă rulment	Din com.	sferic 3	170
10	Rondelă rulment .	OL 38	Ø36×10	1
11	Siguranţă	Am 58	Ø2×120	1
12	Garnitură	Cauciuc	Ø36/20×2	2
13	Corpul tubului . .	Am turnată/58	100×120×140	1
14	Anticatodul	Aluminiu	Ø35×45	1
15	Racord	Am 58	Exagon 17×40	1
16	Racord	Am 58	Exagon 17×45	2
17	Tub racord	Am 58	Ø8×1,5×70	2
18	Garnitură	Cauciuc	Ø36/22×3	1
19	Flanşă de strîngere .	OL 38	Ø35×35	1
20	Siguranţă	Am 58	Ø2×185	1
21	Rondelă rulment .	OL 38	Ø56×10	1
22	Rondelă rulment .	OL 38	Ø56×10	1
23	Piuliţă de strîngere .	Am 58	Ø75×50	1
24	Filament	Wolfram	Ø0,3×120	1
25	Şurub M 2	Am 58	Ø5×10	4
26	Suport filament . .	Am 58	Ø2×50	1
27	Supórt filament . .	Am 58	Ø2×70	1
28	Plăcuţă de strîngere	Am 58	2×5×20	2
29	Bucşă catodă	Cupru	Ø30×50	1
30	Bucşă filetată . . .	Am 63	Ø9×20	1
31	Bucşă	Ceramică	Ø9×10	1
32	Şurub M 5	OL 38	Ø5×15	3
33	Bucşa de fixare . .	OL 38	Ø19×40	1
34	Şurub M 2.6	OL 38	Ø6×10	2
35	Bucşă	Ceramică	Ø9×10	1
36	Bucşă	Am 58	Ø9×15	1
37	Piuliţă	Am 58	Ø6×20	1
38	Tijă de legătură . .	Am 58	Ø2×25	1
39	Conductor	Am 58	Ø5×240	1
40	Tub de susţinere . .	Am 63	Ø19×1×200	1
41	Racord pentru fixare	Am 63	Ø20×1×70	1
42	Inel de fixare . . .	Am 63	Ø23×15	1
43	Garnitură	Cauciuc	Ø65/48×4	1
44	Manta de lipire . . .			1
45	Siguranţă	Am 58	Ø2×260	1
46	Bucşă de strîngere .	Am 58	Ø82×30	1
47	Inel rulment	OL 38	Ø85×10	1
48	Inel rulment	OL 38	Ø82×10	1
49	Piuliţă	Am 58	Ø95×50	1
50	Manta de lipire . . .			1
51	Tub	Porţelan	Ø60×10×280	1
52	Manta filetată . . .	Am 58	Ø75×30	1
53	Piuliţă	Am 58	Ø85×55	1
54	Siguranţă	Am 58	Ø2×240	1
55	Inel rulment	OL 38	Ø60×10	1
56	Inel rulment	OL 38	Ø60×10	1
57	Inel de oprire . .	Am 63	Ø12×12	1
58	Bucşă izolatoare . .	Ebonit	Ø32×30	1
59	Dop de etanşare . .	Piceină	200 g	1
60	Bornă	Am 63	Ø12×40	1
61	Şurub bornă	Am 63	Ø12×25	2
62	Bornă	Am 63	Ø12×25	1
63	Corp de susţinere .	Am 58	72×100	1
64	Garnitură	Cauciuc	Ø70/45×2	1
65	Canalizor		Subansamblu	1

O NOUĂ METODĂ DE STUDIU A PROPRIETĂȚILOR MECANICE ALE FIRELOR SUBȚIRI *)

DE

VIRGILIU G. GHEORGHIU

Studiul proprietăților mecanice ale firelor subțiri prezintă un interes practic deosebit, deoarece în această categorie intră, spre exemplu, fibrele textile de natură vegetală sau animală, de mare importanță în economia națională.

Deși există diverse metode și aparate care se utilizează pentru studiul comportării fibrelor textile la tensiuni diferite [1]**), ar fi totuși de dorit să dispunem de o metodă care să necesite o aparatură cît mai simplă, realizabilă cu mijloace materiale reduse și sensibilă între limite cît mai largi. Credem că metoda pe care o propunem corespunde cerințelor specificate mai sus.

Metoda noastră se bazează pe principiul lui Archimede aplicat la lichide. Schema aparatului este prezentată în figura 1.

Aparatul este alcătuit dintr-un plutitor A, o eprubetă cilindrică astupată cu un dop B, prin care pătrunde un tub de sticlă C.

Diametrele și lungimile eprubetei și tubului depind de ordinul de mărime al forțelor care trebuie aplicate firelor în studiu.

Pentru a putea măsura alungirea firelor, se introduce în interiorul eprubetei sau al tubului o hîrtie milimetrică; dacă nu diviziunile se gravează direct pe pereții unuia din tuburi.

În capătul tubului C al plutitorului se montează o mică capsulă metalică, care se continuă cu un cîrlig D, confecționat din sîrmă subțire. Firul de studiat se fixează între cele două cîrlige D și D'. Acesta din urmă este fixat la extremitatea unei tije E prinsă prin intermediul unei cleme H, de stativul I. În felul acesta se poate alege înălțimea convenabilă pentru cîrligul D'.

Pentru măsurarea lungimii și alungirii firului studiat se folosește o riglă milimetrică L, fixată de stativ prin intermediul clemei H'. Plutitorul A este introdus într-un vas cilindric V, umplut cu lichid.

Pentru citirea nivelului lichidului din vasul V, se aplică pe peretele exterior al acestuia o riglă milimetrică l'.

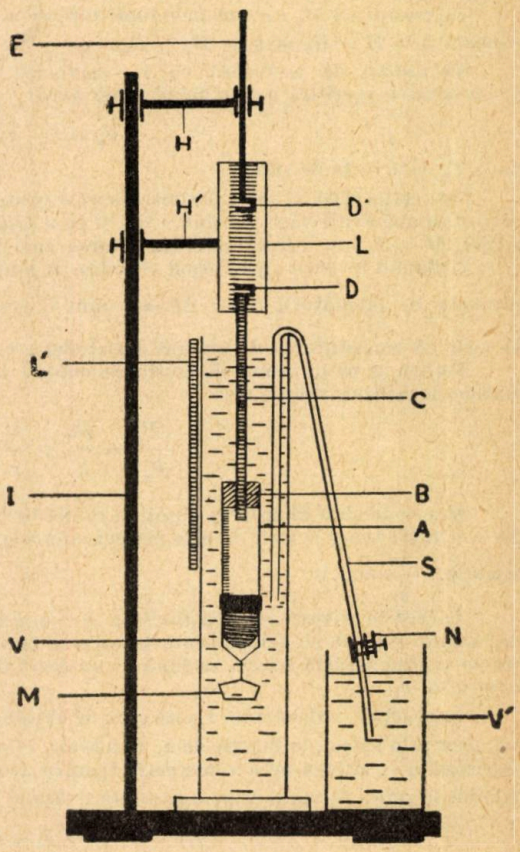


Fig. 1

Reglajul inițial al afundării plutitorului A se face introducînd în partea de jos a acestuia, mercur granule de plumb sau alt material. Pentru unele reglaje ulterioare, cum și pentru frînarea deplasărilor verticale ale plutitorului, se poate utiliza și un platan metalic M, care se fixează în partea de jos a plutitorului A.

Pentru a aplica tensiuni din ce în ce mai mari firului de studiat se sifonează lichidul din vasul V în vasul V'. Scurgerea care se face prin sifonul S este reglată cu ajutorul unei cleme N.

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 10 noiembrie 1953.

**) p. 291 și urm.

Lichidul întrebuințat poate fi apa distilată sau un alt lichid cu greutate specifică cunoscută.

Metoda de lucru este următoarea: după ce se introduce lichidul în vasul V și se reglează nivelul de afundare al plutitorului (plutitorul A sau tija C trebuie să fie aproape complet introduse în lichid), se determină lungimea totală: l a firului studiat, care se fixează apoi între cîrligele D și D'. Se sifonează lichidul pînă cînd firul este întins liber și se citește lungimea efectivă l_{ef} pe rigla gradată L; nivelul H_0 al lichidului din vasul V este indicat pe rigla L'.

Acționînd din nou asupra clemei N începem sifonarea lichidului pentru măsurătoarea propriu-zisă, forța de întindere ce se exercită asupra firului începe să crească, iar firul suferă o alungire, care se poate urmări fie cu ochiul liber, fie cu un catetometru (pe rigla L sau L').

Odată atinsă rezistența la rupere a firului, acesta cedează, iar plutitorul coboară brusc. În acest moment se oprește sifonarea și se citește din nou nivelul H al lichidului din vasul V pe rigla L'.

Să notăm cu H_r nivelul lichidului din vasul V un moment înainte de ruperea firului studiat: $h = H - H_0$ și $h_r = H_r - H_0$.

Să notăm de asemenea cu s — secțiunea tubului C sau A al plutitorului și cu γ — greutatea specifică a lichidului. Vom avea

$$F_r = hr \cdot s \cdot \gamma, \tag{1}$$

unde F_r este forța de rupere.

Din relația (1) se vede că mărimea forței se poate varia între limite foarte largi. De exemplu: lucrînd cu apă distilată și folosind o tijă C cu o secțiune $s = 1$ mm², la o variație de afundare a tijei $\Delta h = 1$ mm, corespunde dezvoltarea unei forțe $\Delta F = 1$ mg.

Utilizînd în locul tijei corpul cilindric al plutitorului A cu un diametru $d = 15$ mm (o eprubetă de laborator), unui $\Delta h = 1$ mm îi corespunde o forță $\Delta F = \frac{\pi \cdot d^2}{4} = 0{,}177$ g. Se vede că sensibilitatea de măsură a metodei a variat de circa 200 de ori.

Pentru a ne da seama de erorile de măsură a forței de rupere în aceste condiții, să diferențiem logaritmic relația (1)

$$\frac{dF_r}{F_r} = \frac{dh_r}{h_r} + \frac{ds}{s} + \frac{d\gamma}{\gamma}. \tag{2}$$

Să considerăm că eroarea absolută totală de citire la rigla gradată L este de 1 mm, deci $\Delta h = 1$ mm; tubul C (sau A) este perfect cilindric, astfel că putem considera, în primă aproximație, $\frac{\Delta s}{s} = 0$.

În ceea ce privește eroarea absolută $\Delta\gamma$, comisă asupra greutății specifice a apei distilate, ea variază evident cu temperatura la care se fac determinările. În primă aproximație însă putem neglija această eroare, ea fiind de un ordin de mărime mai mic decît al erorii ce se face asupra lui h_r.

În practică, valoarea lui h_r este greu de obținut prin citire directă. Ea se poate obține însă mai ușor prin calcul, în funcție de h. În adevăr, în momentul ruperii firului, atunci cînd tija plutitorului se afundă pe o adîncime h_r (pentru a-și recăpăta afundarea inițială față de lichid), lichidul se ridică în vasul V pe o anumită înălțime h', care satisface relația

$$h'(S - s) = h_r s, \tag{3}$$

unde S este secțiunea vasului cilindric V. De aici rezultă

$$h' = \frac{h_r \cdot s}{S - s} \quad \text{și} \quad h = h_r - h' = h_r \left(1 - \frac{s}{S - s}\right) \tag{4}$$

Înlocuind în (4) secțiunile s și S în funcție de diametrele respective d și D, se obține

$$h = h_r \left(1 - \frac{1}{\left(\frac{D}{d}\right)^2 - 1}\right) \tag{5}$$

şi

$$h_r = \frac{h}{1 - \frac{1}{\left(\frac{D}{d}\right)^2 - 1}} = kh ,$$

unde

$$k = \frac{1}{1 - \frac{1}{\left(\frac{D}{d}\right)^2 - 1}} \qquad (6)$$

Se constată de aici că coeficientul k are o valoare determinată pentru un D şi d, aşa că folosind relaţia (6), se pot calcula cu uşurinţă valorile h_r în funcţie de valorile h, obţinute experimental.

Avantajele metodei

1. Dispozitivul fiind realizabil cu mijloace simple, poate avea o largă întrebuinţare la controlul fibrelor textile, contribuind astfel la ameliorarea producţiei respective.

2. Metoda poate fi utilizată în special la studiul alungirii şi rezistenţei la rupere a firelor unice, de exemplu a fibrelor textile, datorită faptului că se pot dezvolta forţe foarte mici şi continuu crescătoare. În acelaşi timp în dispozitivul descris se elimină complet frecările inevitabile care se produc în dispozitivele mecanice. El permite de asemenea eliminarea factorului de corecţie K al rezistenţei unui fascicul de fire [1]*), de care trebuie să se ţină seama la transpunerea asupra unei fibre unice a rezultatelor experimentale obţinute prin studiul unui fascicul de fibre.

3. Cu această metodă se poate urmări cu uşurinţă şi imediat influenţa diferiţilor factori externi, ca: umiditate, temperatură etc. şi a diferitelor tratamente chimice, ca: degresare, vopsire etc., asupra proprietăţilor mecanice ale unei fibre vegetale unice.

4. Forţele de întindere ce se obţin cu ajutorul dispozitivului descris pot fi variate între limite foarte largi şi în acelaşi timp în mod continuu şi progresiv.

Aplicaţii practice ale metodei

Metoda propusă de noi a fost utilizată pentru determinarea rezistenţei la rupere a diferitelor fibre textile de bumbac brut, vată, lînă brută, păr de iepure de Angora şi mătase naturală brută.

În cazul firelor de bumbac brut indigen *(Gossypium hirsutum)* s-a obţinut pentru σ_k; rezistenţa la rupere a firului exprimată prin lungimea ipotetică în km a firului care se rupe sub acţiunea greutăţii proprii, valoarea 13.9 km. În *Manualul Inginerului (Hütte)* [2]**), se dă pentru bumbac $\sigma_k = 17-29$ km; se vede că cele două valori sînt de acelaşi ordin de mărime. S-a făcut de asemenea o repartiţie statistică a valorilor obţinute pentru h_r, respectiv F_r, pentru cele 26 de determinări efectuate. Procentul cel mai ridicat de determinări se situează în intervalul care cuprinde valoarea cea mai ridicată pentru h_r, respectiv F_r. Tot aici se situează şi valorile medii corespunzătoare h_{rm} şi F_{rm}. Pentru acestea din urmă s-au obţinut $h_{rm} = 23{,}4$ mm şi $F_{rm} = 4{,}14$ g. Ultima valoare este în concordanţă cu aceea obţinută de cercetătorii sovietici în cadrul unor studii de specialitate [2] ***), efectuate asupra curbei de repartiţie a rezistenţelor la fibrele de bumbac luate dintr-o probă de analizat.

Pentru firele de bumbac tratate chimic (vată hidrofilă) am obţinut $\sigma_k = 7{,}65$ km. Şi aici rezultatul obţinut concordă cu datele din literatură, confirmînd faptul că tratamentele chimice, la care sînt supuse firele de bumbac brut, scad rezistenţa mecanică a acestora.

*) p. 278.
**) p. 966, tabelul I.
***) p. 300.

În cazul firelor de păr de iepure (Angora) și de lînă albă brută (obișnuită), s-au obținut respectiv valorile medii: $\sigma_k = 15{,}4$ km și $\sigma_k = 9{,}7$ km. În *Manualul Inginerului (Hütte)* [2] *), se dau pentru lîna de oaie valori $\sigma_k = 8 - 15$ km.

În cazul firelor de mătase naturală brută, am obținut $\sigma_k = 21{,}4$ km. În *Manualul Inginerului* [2]*) se dă $\sigma_k = 24 - 32$ km, valori de același ordin de mărime cu acelea obținute de noi prin metoda ce o propunem.

Pentru a ne da seama de gradul de neomogeneitate al fibrelor textile studiate, am calculat pentru diferitele serii de măsuri « coeficientul de neregularitate » N pentru rezistența la rupere, cu ajutorul formulei

$$N = \frac{\Delta h_{rm}}{h_{rm}} 100,$$

unde Δh_{rm} este valoarea medie a abaterilor, considerate în valoare absolută, a valorilor individuale obținute pentru h_r dintr-o serie de măsuri, față de valoarea medie respectivă h_{rm}.

Din examinarea rezultatelor obținute s-a constatat că fibrele de bumbac au coeficientul de neregularitate cel mai ridicat (30,2), urmînd apoi în ordine: mătasea naturală brută, părul de iepure de Angora și lîna brută obișnuită (16,9).

În ceea ce privește creșterea mijlocie în timp a forței care acționează asupra firului studiat, ea poate fi calculată în funcție de valoarea respectivă a vitezei de coborîre v_c a nivelului lichidului din vasul V, sau direct cu relația $v_F = \frac{F_r}{t_r}$, unde F_r este, conform notației noastre, forța de rupere, iar t_r, timpul după care se produce ruperea fibrei.

În experiențele noastre creșterea forței, aplicată firelor studiate, în unitatea de timp, a variat între limitele: 42,75 — 5,90 mg/s. Valoarea cea mai des întîlnită este de ordinul a 8,85 mg/s.

BIBLIOGRAFIE

1. V. Gheorghiu, *Materii prime textile*. Ed. tehnică, București, 1953, vol. I.
2. — Manualul Inginerului (Hütte), 1951, vol. I.

TERMOMETRE ELECTRICE CU REZISTENȚĂ PENTRU MĂSURAREA TEMPERATURILOR ÎNTRE —30° și +70° C **)

DE

R. STERE și A. IANCU

În cadrul problemei *Măsurarea pe cale electrică a mărimilor neelectrice*, s-a studiat realizarea unor termometre electrice care să permită citirea la distanță a temperaturii în blocurile de beton, problemă importantă pentru o serie de studii servind la stabilirea compoziției optime de beton pentru construcțiile masive.

Condițiile cerute acestor termometre erau:

— precizie în citirea temperaturii: ± 0,5°C,
— limite de temperatură măsurabile: 0° — + 70°C,
— constantă de timp: circa 1 oră, în beton,
— perfectă impermeabilitate (indicația termometrului să nu fie influențată de umezeala betonului),
— bună rezistență mecanică (să reziste șocurilor și vibrării în timpul turnării betonului),
— citire ușoară și precisă a temperaturii în condiții de șantier,

*) loc. cit.

**) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 12 martie 1954.

— să fie ieftine, întrucît termometrul, odată introdus în beton la turnare, nu mai poate fi recuperat.

Analizînd aceste condiţii cerute, comparînd diferitele metode de măsură, pe cale electrică, a temperaturii, în special termometrele cu rezistenţă şi termocuplele, în acest domeniu al temperaturilor destul de puţin ridicate, pe baza documentaţiei sovietice [1], [2], am ales în cele din urmă, ca traductor de măsură, termometrul electric cu rezistenţă — din fir de cupru — ca fiind cel mai potrivit în condiţiile cerute:

1. Variaţia de rezistenţă în gama de temperatură cerută este liniară

$$R = R_0 [1 + \alpha (t - t_0)],$$

ceea ce simplifică mult citirea temperaturilor.

2. Sensibilitatea este bună, coeficientul de temperatură al rezistenţei cuprului fiind 0,425 % pe 1 °C.

3. Termometrul cu rezistenţă permite ca citirea temperaturilor să se poată face direct, cu o simplă punte Wheatstone de curent continuu de tip industrial, cu un galvanometru de zero, nepretenţios, fără să necesite în permanenţă o temperatură de referinţă (de exemplu, 0 °C, punctul de topire al gheţii) şi un milivoltmetru de precizie, cum cere termocuplul, care altfel nu poate măsura aceste diferenţe de temperatură mici, cu precizia cerută.

4. Sînt relativ ieftine, necerînd alte materiale, decît cîteva grame de fir de cupru emailat şi o teacă de protecţie din alamă.

Prototipul termometrului, realizat în urma mai multor experienţe, era constituit dintr-o bobină din fir de cupru emailat, diametrul firului $\varnothing = 0{,}1$ mm, lungimea firului $l = 115$ m, lungime astfel aleasă încît termometrul să aibă o rezistenţă de 235 ohmi, la $t = 0$ °C şi să dea o creştere de rezistenţă de 1 ohm/1°C (pentru uşurinţa de citire a temperaturii cu puntea Wheatstone). Măsura variaţiei de rezistenţă a termometrului se face cu o punte Wheatstone industrială, de fabricaţie sovietică, de tip YMB. Precizia de citire a rezistenţei era de 0,2 Ω, deci 0,2 °C.

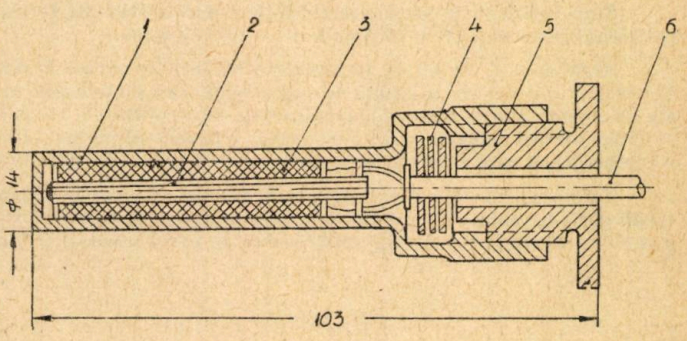


Fig. 1. — Secţiune printr-un termometru cu rezistenţă. 1, tub exterior din alamă; 2, tub de pertinax; 3, bobină din fir de cupru; 4, rondele de cauciuc; 5, dop filetat din alamă; 6, cablu bifilar cauciucat.

Bobina de cupru, realizată pe o carcasă de pertinax, era acoperită cu o masă protectoare de smoală (contra eventualei umezeli ce ar putea pătrunde în termometru) apoi introdusă într-o teacă de alamă, ermetic închisă, pentru a feri bobina de pătrunderea umezelii. Cordonul de legătură era constituit dintr-un cablu de două ori cauciucat, pentru a rezista bine în beton la eforturi şi umezeală.

În laboratorul de electronică aplicată al institutului s-a construit o primă serie de 50 de termometre cu rezistenţă, identice prototipului, cărora li s-au măsurat toate caracteristicile electrice şi constanta de timp (care caracterizează inerţia termică a termometrului). Aceste caracteristici sînt identice cu cele specificate mai jos. Aceste 50 de termometre au fost verificate în condiţiile reale de lucru în beton, fiind introduse în patru blocuri experimentale de $1 \times 1 \times 1$ m^3, pentru stabilirea cîmpului de temperaturi în beton în timpul prizei şi întăririi. Funcţionarea şi măsurătorile cu aceste termometre au fost controlate de noi. Nici unul dintre termometrele introduse în beton nu a cedat şi toate au funcţionat corect.

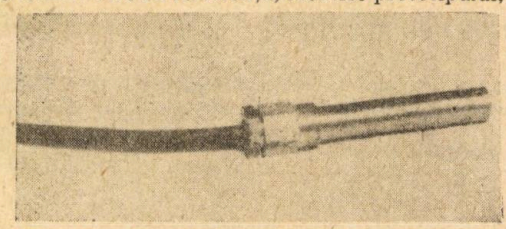


Fig. 2. — Aspectul exterior al termometrului.

Pe baza prototipului realizat şi experimentat de laboratorul de electronică aplicată al I.F.A., întreprinderea «Electromagnetica», sub îndrumarea noastră, a realizat o serie de 200 asemenea termometre cu rezistenţă (fig. 1 şi 2).

Caracteristicile unei prime serii de 80 de termometre dintre acestea au fost verificate şi măsurate în laboratorul de electronică aplicată, obţinîndu-se următoarele rezultate:

Sensibilitate: 1 Ω/1 °C cu $\pm$ 3 ‰ eroare;
Liniaritate: sensibilitatea la 20 °C este cu 1 ‰ mai mare decît sensibilitatea la 50 °C;
Inerţie: constanta de timp în aer $\tau_{aer} = 13$ minute,
» constanta de timp în apă $\tau_{apă} = 3$ minute 30 secunde.

Precizia de citire a rezistenţei termometrului cu puntea industrială sovietică tip YMB şi cu galvanometrul de nul propriu al punţii: 0,2 Ω, ceea ce corespunde unei puteri separatoare în temperatură de 0,2° C.

Rezistenţa, la 0° C, a termometrelor folosite, a fost măsurată individual pentru fiecare termometru cu o precizie de $\pm$ 0,1 Ω.

Ţinînd seamă de eroarea asupra lui R_0, care cauzează o eroare de $\pm$ 0,1°C, de eroarea de $\pm$0,1 °C, datorită puterii de separare limitate, precum şi de eroarea de sensibilitate de $\pm$3 ‰, care la temperatura medie de 35°C corespunde la aproximativ $\pm$ 0,1°C, rezultă o eroare totală maximă posibilă de $\pm$ 0,3 °C.

S-au verificat de asemenea celelalte caracteristici ale termometrelor (impermeabilitate, rezistenţă mecanică etc.) obţinîndu-se rezultate bune.

Această serie de 80 de termometre au fost introduse în două blocuri experimentale de beton de $2 \times 2 \times 2$ m^3, în scopul de a se urmări variaţia temperaturii în timp, în diferite puncte ale blocurilor. Bunul mers al măsurătorilor şi comportarea, în condiţii reale de lucru, a termometrelor au fost controlate şi s-a constatat şi la acestea perfecta funcţionare, curbele de variaţie a temperaturii care s-au obţinut, corespunzînd celor calculate teoretic.

Termometrele din acest tip pot fi folosite şi pentru măsurarea temperaturilor în alte medii decît betonul, cu condiţia de a se ţine seamă de inerţia termică indicată mai sus şi de a se folosi cămăşi protectoare anticorozive, în cazul introducerii lor în medii agresive.

ОБЪЯСНЕНИЕ РИСУНКОВ

Рис. 1. — Термометр с сопротивлением в разрезе: 1 — наружная латунная трубка; 2 — трубка из «Пертинакса»; 3 — катушка с обмоткой из медной проволоки; 4 — резиновые кружки; 5 — нарезная латунная пробка; 6 — двужильный кабель с резиновой изоляцией.
Рис. 2. — Внешний вид термометра.

EXPLICATION DES FIGURES

Fig. 1. — Section d'un thermomètre à résistance: 1, tube extérieur en laiton; 2, tube de pertinax; 3, bobine de fil de cuivre; 4, rondelles de caoutchouc; 5, bouchon fileté en laiton; 6, câble bifilaire caoutchouté.
Fig. 2. — Aspect extérieur du thermomètre.

BIBLIOGRAFIE

1. I. A. Gordon, *Metodi izmerenia temperatur v promîşlenosti*. Moscova, 1951.
2. A. M. Turicin, *Elektriceskie izmerenie neelektriceskih velicin*. Moscova, 1951.

DOZAREA CROMULUI ÎN OȚELURI PE CALE SPECTROGRAFICĂ*)

DE

M. GIURGEA și L. GHIȚĂ

Scopul lucrării a fost dozarea cromului în oțeluri în intervalul de concentrație 0,8—20% Cr/Fe, folosindu-se aparatură care se poate procura din Uniunea Sovietică și țările de democrație populară și care se găsește deja în laboratoarele multor uzine din țară.

S-a adoptat metoda de dozare cu ajutorul unei curbe de etalonare trasată, folosindu-se o serie de etaloane de concentrații determinate pe cale chimică.

Liniile de analiză au fost: Cr II 3128,699 Å și Fe II 3167,859 Å, indicate în literatură ca îndeplinind condițiile necesare fotometrării fotografice.

Ca aparatură s-au folosit: spectrograful cu optică de cuarț *Q* 24 (livrat de casa Zeiss R.D.G.), prevăzut cu generatorul de scînteie condensată FF 20 și microfotometrul MF2 (procurat din Uniunea Sovietică). Se poate folosi și spectrograful ISP 22 (din Uniunea Sovietică), schimbîndu-i izvorul de lumină cu generatorul FF 20.

S-a stabilit că forma cea mai potrivită a electrozilor este cea cilindrică, cu suprafața terminală plană, cu marginile puțin rotunjite. În felul acesta, scînteia acoperă o porțiune suficient de mare din suprafața electrozilor, rezultatele dozării nefiind astfel influențate de fluctuațiile locale de concentrație ale aliajelor.

S-a cercetat și s-a stabilit timpul de preardere al scînteii și condițiile circuitului electric.

Densitatea optică (înnegrirea) liniilor de analiză s-a determinat folosindu-se curba de înnegrire a plăcii fotografice, obținută cu ajutorul penei neutre, prevăzută cu trei trepte de transmisie diferite.

Pe baza rezultatelor experimentale obținute s-a calculat eroarea maximă privitoare la concentrație, găsindu-se că este de circa 5%.

METODĂ DE LABORATOR PENTRU PRELUCRAREA FIRELOR DE PLATINĂ CU UN DIAMETRU DE 2—10 μ**)

DE

G. EBINGER

Cerințele tot mai mari de a folosi fire foarte subțiri pentru electrometre, ne-au determinat să căutăm o soluție pentru producerea lor.

Procedeul obișnuit de fabricarea firelor prin tragere prin filieră nu poate fi aplicat pentru obținerea firelor mai subțiri de 20 μ, întrucît materialul nu mai rezistă la eforturile impuse de mijloacele de prelucrare.

Dacă, însă, firul de platină este îmbrăcat într-un strat de argint de o anumită grosime firul coaxial de platină + argint poate fi tras prin filieră. Se obține prin acest procedeu un fir coaxial de platină + argint, de aceeași lungime, prin subțierea concomitentă a ambelor materiale.

Experimental, am constatat că un fir de platină de 30 μ trebuie îmbrăcat într-un strat de argint de circa 3,5 mm diametru, pentru a obține un fir de 3 μ.

Condiția esențială pentru reușita prelucrării este ca învelișul de argint să fie coaxial cu firul de platină și să fie omogen și compact.

---

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 15 aprilie 1954.

**) Notă prezentată Institutului de fizică la dată de 31 octombrie 1954.

DESCRIEREA MODULUI DE PRODUCERE A FIRELOR SUBȚIRI DE PLATINĂ

a. *Aparate și materiale necesare pentru prelucrare.*

După cum se va vedea mai departe, pentru prelucrarea firului de platină este necesar un cuptor electric de formă tubulară, deschis la ambele capete, cu următoarele caracteristici: deschiderea 15—20 mm în diametru, lungimea mai mare de 200—250 mm. El poate să funcționeze peste 1000°C (1050°C). Cuptorul este montat vertical. Controlul temperaturii în interiorul cuptorului se face cu ajutorul unui pirometru care măsoară temperaturi pînă la 1100°C.

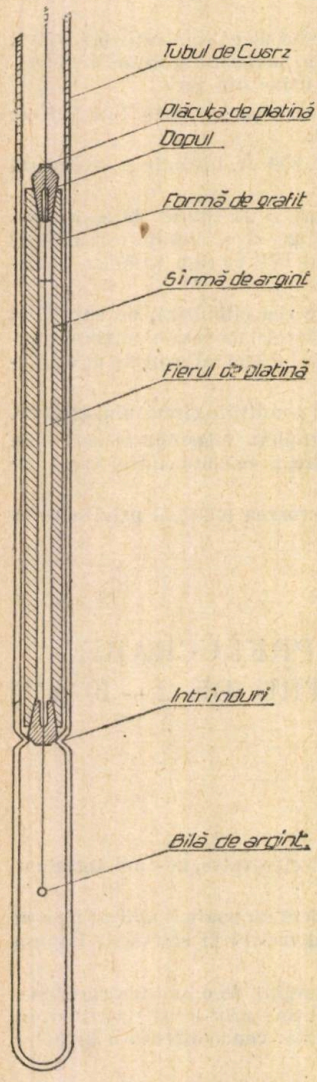


Fig. 1

Toată operația de prelucrare, pînă la tragerea prin filieră, se face în vid, la aproximativ 0,1 mm Hg, ceea ce se obține cu o pompă rotativă de vid.

În prelucrare se folosește un fir de platină de 200 mm lungime minimă și diametru cuprins între 0,03 și 0,1 mm, preferabil fiind cel cu diametrul de 0,05 mm. Se folosește de asemenea pentru o primă degazare un baston de argint de dimensiuni corespunzătoare firului de platină, care a fost topit în prealabil în vid, și care constituie învelișul firului despre care s-a vorbit mai sus. Afară de aceste materiale mai sînt necesare: un tub de cuarțit, un baston de grafit curat sau de ceramică, găurit, de circa 100 mm lungime, care este astupat la capete cu două dopuri făcute din cărbune, care poate fi luat de la bateriile de lanternă de buzunar. Diametrul bastonului de grafit trebuie să fie astfel, încît să intre ușor în tubul de cuarț de 10—15 mm diametru, 500 mm lungime și circa 1 mm grosime în perete. Tubul de cuarț este legat la unul din capete cu pompa rotativă de vid printr-un cauciuc de vid de circa 0,5 m lungime.

b. *Modul de lucru*

— Se deschide la un capăt tubul de cuarț la o flacără de oxigen. La distanță de 100 mm de la capătul înfundat se fac cu ajutorul unui vîrf de cărbune, 3 întrînde pe o circumferință, care servesc ca suport pentru forma de grafit descrisă mai jos.

— Bastonul de grafit se găurește axial și se netezește prin alezaj. La ambele capete se fac pe ax găuri conice pe lungimi de circa 6 mm (fig. 1). La unul din capetele grafitului, la sfîrșitul conicității, se fac 4 găuri laterale pe un cerc.

— Se construiesc 2 dopuri conice corespunzătoare găurilor conice de mai sus (fig. 1). Aceste dopuri sînt prevăzute axial cu cîte o gaură Gamma, pe o lungime de circa 3 mm, are un diametru de 0,1—0,2 mm, iar apoi pînă la traversarea dopului, diametrul este de circa 1 mm.

— Pe bastonul de argint se frezează un canal pe toată lungimea, circa 0,3 mm, și ceva mai adînc decît raza bastonului. Canalul trebuie perfect curățit de orice fel de impurități.

— Se sudează la un capăt al firului de platină, o mică plăcuță de platină, servind la suspendarea firului.

— Asamblarea se face așa cum se vede în figura 1.

— După asamblare, la capătul de jos al firului se sudează o bilă de argint (de circa 2 mm diametru), servind la întinderea firului.

— Se introduce forma de grafit în tubul de cuarț, iar acesta în cuptorul vertical al cărui fund se sprijină pe o placă de azbest, așezată pe masa de lucru.

— Se face vid la capătul superior al tubului de cuarț. Se încălzește cuptorul pînă la 1000°C, timp de circa 20 de minute; se lasă la 1000°C, timp de 25 de minute. După răcire se scoate forma de grafit din tubul de cuarț și de acolo bastonul de argint.

— Operația următoare constă din tragerea prin filieră pînă la dimensiunea de circa 0,6mm. Diametrul firului de platină se măsoară după ce se dizolvă capătul stratului de argint, subțiat prin filieră.

— Tragerea se poate continua pînă la 0,3 mm, iar grosimea firului de platină se măsoară cu un microscop.

— La trecerea prin filieră trebuie ca ascuțirea vîrfului, pentru introducerea capătului în filieră, să se facă cu acid, altfel este greu ca firul de platină să rămînă la centru.

RreleU ELECTRONIC DISCRIMINATOR DE TENSIUNE*)

DE

V. TOMA

În multe aplicații tehnice se controlează o anumită mărime fizică, de exemplu: presiunea, luminozitatea, viteza, temperatura, nivelul unui lichid etc. Cu ajutorul traductorilor, diferitele mărimi fizice pot fi convertite în tensiuni, proporționale cu fenomenul, și care prezintă avantajul că pot fi mai ușor măsurate cu dispozitive electrice sau electronice.

Un aspect al problemelor de acest gen este acela de a ști, dacă mărimea fizică controlată este mai mare sau mai mică decît o valoare limită dată, ceea ce este tot una cu a spune că

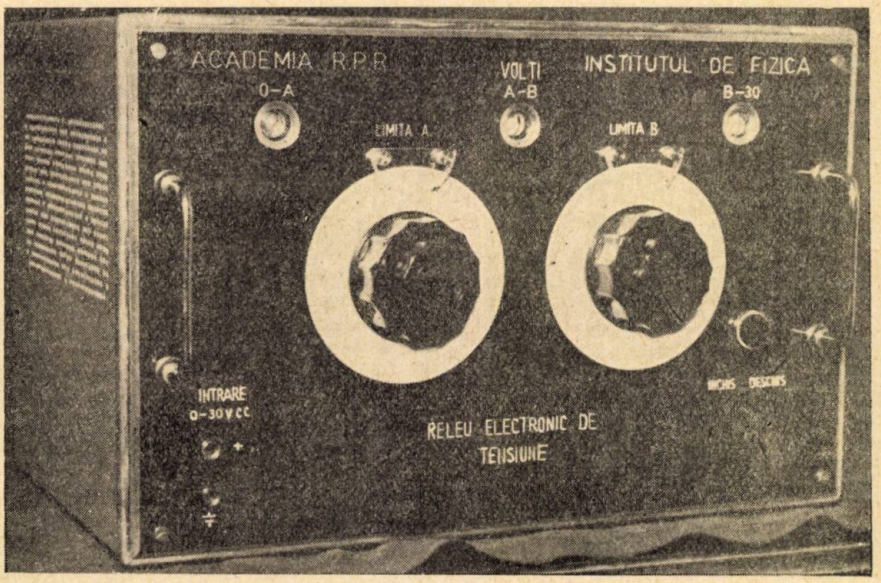


Fig. 1 — Releu electronic discriminator de tensiune

amplitudinea semnalului obținut de la traductor depășește sau nu o anumită tensiune limită, arbitrar aleasă în gama de lucru a aparatului.

O soluție electronică a problemei de mai sus este reprezentată prin aparatul înfățișat în figura 1 și care are următoarele caracteristici:

Tensiunea de intrare este de 0—30 volți, curent continuu, debitînd pe o rezistență de aproximativ 100 kiloohmi.

Sînt prevăzute 2 tensiuni limită A și B, fiecare dintre ele putînd fi reglată pe orice valoare între 0—30 volți, cu singura condiție ca $B \geqslant A$.

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 15 aprilie 1954.

Prin alegerea celor 2 tensiuni A şi B se definesc 3 poziţii stabile de echilibru, prima fiind între $0-A$, a doua între limitele $A-B$, iar a treia între $B-30$ volţi. Se aplică la bornele de intrare o tensiune continuă, a cărei amplitudine variază lent de la 0 către 30 volţi. Atît timp cît această tensiune este inferioară limitei A, lucrul acesta va fi semnalizat prin lampa indicatoare cu neon $0-A$, iar o pereche de contacte $0-A$, accesibile prin spatele aparatului, sînt în acest timp închise. Cînd tensiunea, aplicată la intrare creşte peste valoarea A, dar rămîne mai mică decît B, se stinge lampa semnalizatoare cu neon $0-A$, în schimb se aprinde lampa corespunzătoare poziţiei $A-B$ şi se închide o a 2-a pereche de contacte $A-B$. Cînd, în sfîrşit, tensiunea aplicată la intrare depăşeşte şi limita B, lucrul acesta este semnalizat prin lampa indicatoare $B-30$ şi prin închiderea unei a 3-a perechi de contacte.

Precizia discriminării este foarte bună, ea fiind de aproximativ 0,1 volţi, ceea ce înseamnă că, folosind pentru limite un cadran etalonat, prevăzut cu 150 de diviziuni, zona de incertitudine este de numai 1/2 diviziune.

Stabilitatea limitelor în funcţie de diferiţi factori ca: temperatura, umiditatea, variaţia tensiunii reţelei de alimentare, în limite normale, este de ordinul 0,5 %.

Actuala realizare este destinată, în primul rînd, unor probleme simple de automatizare şi control. Din această cauză nu s-a urmărit un timp de răspuns foarte redus. Acesta este de 0,1 s, dar pentru alte aplicaţii poate fi făcut mult mai mic.

Principiul de funcţionare al aparatului este următorul:

Se execută o comparare a tensiunii de intrare cu o tensiune limită din interior. Cînd tensiunea de intrare depăşeşte tensiunea limită, se obţine la ieşirea din comparator o tensiune alternativă de frecvenţă muzicală, care este folosită în restul aparatului pentru semnalizare şi control.

Soluţia folosită în acest releu electronic discriminator de tensiune este originală. Ea a fost înscrisă în registrul de patente al Republicii Cehoslovace, sub nr. B 95 *a*/1949.

STUDII ŞI CERCETĂRI DE FIZICĂ
Tomul V, nr. 3—4, 1954

ACTUALITĂŢI ŞI DISCUŢII ÎN FIZICĂ

ASUPRA BAZELOR TEORETICE ŞI EXPERIMENTALE ALE ANALIZEI POLAROGRAFICE*)

DE

CANDIDA GHEORGHIŢĂ-OANCEA

Sînt aproape 30 de ani, de cînd profesorul ceh I a r o s l a v H e y r o v s k i a pus bazele unei noi metode de analiză chimică — metoda polarografică. Ea constă din interpretarea curbelor tensiune-curent, obţinute prin electroliza soluţiilor. Electroliza are loc într-o celulă, al cărei catod este format din picături de mercur, care curg dintr-un capilar cu un diametru de aproximativ 0,08 mm. Alegerea acestui electrod picător dă posibilitatea ca suprafaţa catodului să se reînnoiască continuu şi astfel potenţialul de reducere al substanţei să rămînă strict acelaşi, lucru care nu s-ar întîmpla dacă electrodul ar păstra în tot timpul electrolizei aceeaşi suprafaţă şi care, în acest caz, s-ar acoperi de substanţa redusă. Anodul este alcătuit din mercur, aşezat la baza celulei şi are o suprafaţă de peste 1 cm². Curbele polarografice au aspectul unor trepte, aşa cum se arată în figura 7, şi ne dau posibilitatea de a cerceta o substanţă atît din punct de vedere calitativ, prin măsurarea potenţialului jumătăţii de treaptă, cît şi cantitativ, prin măsurarea înălţimii treptei.

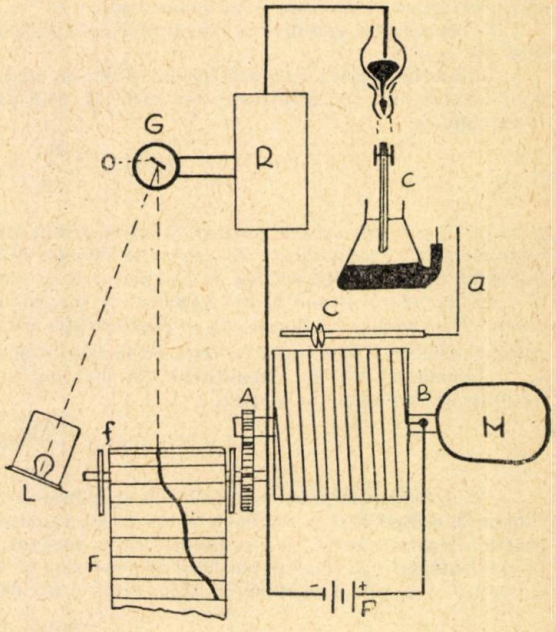


Fig. 1

Pentru o înregistrare continuă, automată şi obiectivă a curbelor, H e y r o v s k i şi colaboratorii săi au construit un aparat numit polarograf, deoarece foloseşte electrozi polarizaţi.

Schema acestui aparat cu înregistrare fotografică (fig. 1) este următoarea: un fir potenţiometric AB este înfăşurat pe un tambur izolat, care se învîrteşte foarte încet cu ajutorul unui motoraş M. În timp ce tamburul se mişcă, un contact C se plimbă pe firul potenţiometric. Învîrtirea tamburului antrenează şi învîrtirea cilindrului F, care conţine hîrtia fotografică, astfel că în timpul unei învîrtiri complete a cilindrului F, contactul C a parcurs în întregime firul potenţiometric de la A la B. Capetele firului potenţiometric AB sînt puse în legătură cu un acumulator de 2—4 V. De la firul potenţiometric AB curentul merge la electrozii a şi c ai celulei de electroliză, care are o capacitate de aproximativ 10 cm³. În acest circuit se găseşte galvanometrul cu oglindă G şi un reductor de sensibilitate al acestuia. R. Intensitatea

*) Notă prezentată Institutului da fizică la data de 3 mai 1954.

curentului care trece prin circuit se înregistrează cu ajutorul razei reflectate de oglinda O a galvanometrului pe hîrtia fotografică, înfășurată pe cilindrul F. Raza luminoasă reflectată, trece prin fanta orizontală f, făcută în capacul fix al unui alt cilindru coaxial cu F. Pe hîrtia fotografică developată, apare curba care pe abscisă înregistrează tensiunea și pe ordonată curentul.

I. BAZELE TEORETICE

§ 1. Deducerea și interpretarea ecuației curbei polarografice, în cazul unui proces reversibil

Pentru efectuarea electrolizei unei soluții, este necesară o tensiune E, numită tensiunea de descompunere, care este egală cu suma următoarelor diferențe de potențial

$$E = E_A - E_C + iW$$

unde E_A = diferența de potențial între anod și soluție; E_C = diferența de potențial între catod și soluție și are semnul minus, deoarece ionii în acest caz vin spre catod, pe cînd în celălalt caz ei pornesc din anod; iW reprezintă tensiunea necesară pentru învingerea rezistenței mediului în care are loc electroliza, i fiind intensitatea curentului care circulă prin electrolit și care este de ordinul de mărime 10^{-6} amperi, iar W, rezistența electrolitului care nu este mai mare de 1000 Ω. Ținînd seama de valoarea lui i și W, valoarea produsului iW, care este de ordinul 10^{-3} volți, este prea mică față de obișnuitele tensiuni care se aplică în aceste separări, deci poate să fie neglijată.

În timpul electrolizei din celula polarografică, potențialul anodului rămîne constant din cauza marii lui suprafețe de Hg, care practic nu se polarizează, pe cînd catodul format din picături mici de mercur se polarizează.

În consecință, schimbarea tensiunii E este dată numai de potențialul catodului polarizat, deci $E = -E_c$.

Potențialul unui electrod format dintr-un metal nobil, aici mercurul, față de o soluție care conține ioni ce nu influențează metalul, este dat de următoarea ecuație cunoscută din electrochimie

$$E_c = e_0 + \frac{RT}{nF} \ln \frac{C_0}{C_R} \tag{1}$$

în care: l_0 = potențialul normal al elementului din soluție și care reprezintă potențialul între element și ionii săi, în concentrație molară, aflați în soluție, potențial care se măsoară în raport cu electrodul normal de hidrogen; R = constanta gazelor perfecte = 8,30 joule/°C; T = temperatura absolută, n = numărul de sarcini pe care ionul le pierde prin depunere pe catod; F = 96 500 coulombi; C_0 = concentrația elementului din soluție în mol/litru; C_R = concentrația metalului redus la electrod în timpul electrolizei în mol/litru.

Înlocuind valorile constantelor de mai sus în ecuația (1) și transformînd logaritmii naturali în zecimali, se obține.

$$E_c = e_0 + \frac{0{,}058}{n} \log \frac{C_0}{C_R} \tag{2}$$

Să considerăm acum cazul simplu al reducerii unei substanțe O din soluție, care trece în substanță redusă R și să studiem, în acest caz, valoarea curentului la începutul treptei polarografice. Pentru aceasta, să presupunem că la început, în soluție, se găsește numai substanța O, de concentrație C_0. Dacă potențialul de polarizare E este mai pozitiv decît potențialul normal e_0, deci $E - e_0$ este mai mare ca zero, ecuația (2) devine în acest caz

$$E = K - \frac{0{,}058}{n} \log C_R \tag{3}$$

Concentrația ionilor reduși fiind proporțională cu intensitatea curentului, după cum se știe, se obține

$$E = K' - \frac{0{,}058}{n} \log i \tag{4}$$

$$i = 10^{\frac{K'-E}{0{,}058}n}$$

Din ecuația (4) se vede că intensitatea curentului în acest caz este o funcție exponențială de E. Creșterea lui i cu E nu rămîne mereu aceeași, deoarece concentrația C_0 a substanței din soluție nu rămîne constantă. În timpul electrolizei, C_0 scade și, în schimb, crește concentrația C_R a substanței reduse R. Partea superioară a curbei se formează atunci cînd O se reduce aproape total în R. Tensiunea E este dată atunci de relația

$$E = K'' + \frac{0{,}058}{n} \log C_0 \tag{5}$$

sau, în funcție de intensitatea curentului,

$$E = K''' + \frac{0{,}058}{n} \log i' \tag{6}$$

Din cele expuse pînă acum, (4) și (6), se vede că valoarea creșterii curentului în partea superioară a curbei este simetrică cu creșterea curentului în partea inferioară.

Să studiem acum ansamblul treptei polarografice, presupunînd că prin celulă trece un curent i, necesar menținerii polarizației, adică raportului de concentrații C_0/C_R. Am văzut mai înainte că în timpul electrolizei C_0 scade pe măsură ce crește C_R. Suma lor: $C_0 + C_R = C$ este constantă, deoarece vitezele de difuzie ale lui O și R se consideră egale. Intensitatea curentului este proporțională cu $C_R = C - C_0$ deci

$$i = K(C - C_0) = KC_R \tag{7}$$

Intensitatea medie se calculează din relația (7). Intensitatea limită a curentului, sau valoarea curentului de difuzie i_d, apare atunci cînd $C - C_0$ are valoarea maximă, deci cînd $C_0 = 0$, atunci cînd substanța din soluție a difuzat sau s-a redus în întregime pe catod. Ținînd seama de (7) obținem

$$i_d = KC. \tag{8}$$

Din (7) se scoate valoarea lui C_0

$$C_0 = C - \frac{i}{K}$$

și introducînd valoarea lui C din (8), obținem

$$C_0 = \frac{i_d}{K} - \frac{i}{K}.$$

Aceste valori se introduc în (2) și obținem astfel ecuația pentru întreaga curbă polarografică

$$E = e_0 + \frac{0.058}{n} \log \frac{i_d - i}{i} \tag{9}$$

Din ecuația de mai sus obținem

$$i = \frac{i_d}{10^{\frac{E-e_0}{0{,}058} n} + 1},$$

relație dedusă prima dată de Ilcovici și verificată experimental.

Să interpretăm această relație.

1. $E - e_0 \gg 0$, adică, atunci cînd tensiunea aplicată este mică la începutul curbei, valoarea curentului i este foarte mică — avem curentul de bază, $i \ll i_d$.

2. $E - e_0 < 0$ atunci cînd tensiunea aplicată este mare spre sfîrșitul curbei, curentul i are o valoare egală cu a curentului de difuzie, $i \cong i_d$.

3. $E - e_0 = 0$ $E = e_0$, valoarea curentului i este egală cu jumătatea valorii curentului de difuzie i_d, $i = \frac{i_d}{2}$.

Înălțimea treptei ne dă valoarea curentului de difuzie i_d. Potențialul corespunzător mijlocului înălțimii treptei $\frac{i_d}{2}$, adică $E = e_0$. este o mărime constantă bine definită și anume este potențialul normal de oxido-reducție al substanței redox, independent de concentrația ionilor din soluție.

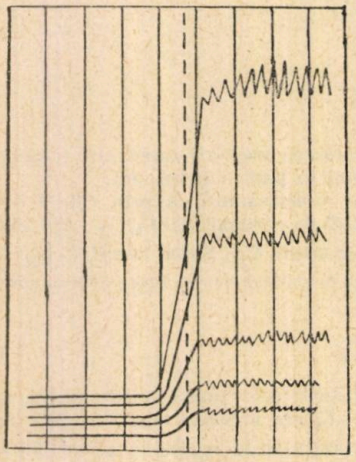


Fig. 2

Independența potențialului semi-treptei de concentracția ionului redus se poate urmări în figura 2.

(1) $2{,}8\times10^{-4}$
(2) $5{,}6\times10^{-4}$
(3) $1{,}1\times10^{-3}$
(4) $2{,}5\times10^{-3}$
(5) 5×10^{-3}

} soluție de M. $CdSO_4$ în N. KCl

În cazul substanțelor care prezintă diferite stadii de reducere, înclinația treptei polarografice ne informează despre numărul sarcinilor n pierdute prin reducere, după cum se vede din relațiile de mai jos.

Dacă diferențiem

$$E = e_0 + \frac{RT}{nF}\log\frac{i_d - i}{i}$$

în funcție de i, obținem

$$\frac{di}{dE} = \frac{nF}{RT}\,\frac{(i_d - i)}{i_d}\,i\,.$$

Punînd condiția că în mijlocul treptei avem

$$i = \frac{i_d}{2},\ \text{obținem}\ \frac{di}{dE} = \frac{nF}{4\,RT}\,i_d\,.$$

§ 2. Calcularea curentului de difuzie

Pentru a determina conținutul cantitativ al ionilor din soluție, ne folosim de măsurarea înălțimii treptei care corespunde curentului de difuzie. Înainte de a calcula valoarea curentului de difuzie, să vedem cum se formează acest curent. Să considerăm că la un moment dat, tensiunea aplicată electrolizei atinge valoarea potențialului de reducere al ionului, aflat în soluție. Ionii din jurul picăturii se reduc atunci pe suprafața catodului. Acest fapt duce la o sărăcire a concentrației ionilor în jurul picăturii. În acest timp, ionii din soluție vin să umple golul format. Transportul este mijlocit prin difuzie și curentul electric care circulă prin celulă este de mărimea corespunzătoare curentului de difuzie. Acest transport, în condiții egale de temperatură etc., este cu atît mai mare cu cît sînt mai mulți ioni în soluție; el este direct proporțional cu concentrația și nu se schimbă printr-o ridicare a potențialului catodic. După ce s-a stabilit un echilibru între cantitatea de ioni reduși și cei care au difuzat, curentul de difuzie devine constant, fiind funcție de concentrația ionilor din soluție.

Riguros privind fenomenul, observăm că întreg curentul care străbate electrolitul din celula polarografică, numit curentul limită, este însă egal cu suma a doi curenți: curentul de difuzie și curentul de migrație. Curentul de migrație este datorit translației pe care o suferă ionii care sînt atrași în cîmpul electric al electrodului încărcat de semn contrar. Dacă însă, în soluție se găsesc într-o cantitate considerabil mai mare alți ioni care nu se reduc la tensiunea dată atunci curentul de migrație este practic, în întregime, efectuat de acești ioni. Curentul limită pentru tensiunea dată, va fi egal numai cu intensitatea curentului de difuzie, depinzînd de concentrația ionului redus. Aceste fapte se traduc în practică prin adăugarea, în soluția de studiat, a electrolitului de bază, în cantitate mult mai mare ca a soluției.

Să vedem acum care este valoarea curentului de difuzie care se formează la electrodul cu picătura de mercur. Pentru înțelegerea fenomenelor, este necesar ca mai întîi să calculăm valoarea curentului de difuzie liniar, care are loc la o suprafață plană, apoi curentul de difuzie al unei picături cu suprafață sferică constantă, ca pe urmă să ajungem a discuta valoarea curentului de difuzie la o picătură care-și mărește suprafața — așa cum este cazul problemei noastre. Să considerăm un electrod plan într-o soluție așa cum arată figura 3.

Prima lege a difuziei dată de F i c k spune că numărul de moli ce difuzează printr-o suprafață plană A, într-un timp infinit mic dt, este proporțional cu gradientul concentrației $\frac{dc}{dx}$ la planul considerat, și cu o constantă D, numită constanta de difuzie, caracteristică substanței care difuzează

$$dN = DA \frac{\partial c}{\partial x} dt . \tag{1}$$

Valoarea fluxului $f_{x,t}$ într-un plan așezat la distanța x de origine — fluxul definindu-se prin numărul de moli, de substanță, care trece prin unitatea de suprafață, în unitatea de timp — este

$$f_{x,t} = \frac{dN}{A.dt} = D \frac{\partial c}{\partial x} \tag{2}$$

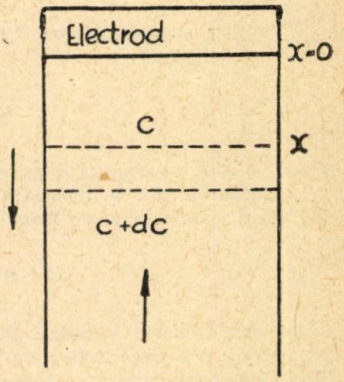


Fig. 3

Deoarece în timpul difuziei, concentrația unei substanțe descrește cu timpul este normal ca și fluxul să descrească astfel, că valoarea ecuației (2) se referă la o valoare instantanee a fluxului. Schimbarea de concentrație, raportată la timp, între două plane așezate la o distanță dx unul de altul, este egală cu diferența între numărul molilor care intră în suprafața plană $x + dx$, și numărul molilor care ies din planul x, raportați la volumul Adx așezat între plane

$$\frac{f_{x+dx} - f_x}{dx} = \frac{\partial C}{\partial t} \tag{3}$$

$A = 1$ cm² în cazul fluxului.
Fluxul fiind funcție de x, avem

$$f_{x+dx} = f_x + \frac{\partial f_x}{\delta x} dx \tag{4}$$

$$\frac{f_{x+dx} - f_x}{dx} = \frac{\frac{\partial f_x}{dx} dx}{dx} = \frac{\partial f_x}{\partial x} . \tag{4'}$$

Din ecuația (3) și (4') deducem

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial f_x}{\partial x} \tag{4''}$$

Diferențiind ecuația (2) în raport cu x, avem

$$\frac{\partial f_x}{\partial x} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} . \tag{5}$$

și ținînd seama de (4'') se obține a doua lege a lui Fick

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} . \tag{6}$$

Curentul de difuzie, care ia naștere la electrodul plan, este funcție de fluxul de la suprafața acestuia. Dacă presupunem că electrodul se găsește la distanța $x = 0$, pentru a calcula valoarea fluxului ne folosim de gradientul de concentrație (2).

Aplicînd tensiunea la $t = 0$, concentrația la suprafața electrodului, C_0, este egală cu concentrația totală a soluției C. În timp ce tensiunea este aplicată electrodului, concentrația C_0

de la suprafața electrodului descrește, devenind neglijabil de mică, față de C. Condițiile inițiale și la limită ale fenomenului, sînt

1) Cînd $t = 0$ $\quad C_0 = C$

2) Cînd $t > 0$ $\quad C_0 \ll C$ sau $C_0 = 0$.

Soluția ecuației (6) va fi în acest caz

$$C_{x,t} = C \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{Dt}}} e^{-y^2} dy \tag{7}$$

în care y este o variabilă de integrare.

Curentul care se formează datorită fluxului, la suprafața electrodului, la un timp t dat, fiind proporțional cu fluxul de substanță (2), este

$$i_t = nF_y \, Af_{x=0,\,t} = nF_y \, AD \left(\frac{\partial C}{\partial x}\right)_{x=0,\,t} \tag{8}$$

unde n este numărul Faraday (96 500 C) de electricitate necesar pentru depunerea unui mol pe electrod, A = suprafața în cm², C concentrația în moli/cm³, x în cm, iar i în amperi. Diferențiind (7) în cazul cînd $x = 0$, se obține

$$\left(\frac{\partial c}{\partial x}\right)_{x=0} = \frac{C}{\sqrt{\pi Dt}} \tag{9}$$

deci, *valoarea curentului de difuzie liniară* este următoarea

$$i_t = nF_y \, CA \sqrt{\frac{D}{\pi t}}. \tag{10}$$

Experiențele au arătat că măsurarea curenților de difuzie liniară constituie o metodă simplă și rapidă pentru determinarea constantei de difuzie a ionilor electroreductibili și electrooxidabili.

Să calculăm acum valoarea curentului de difuzie în cazul difuziei simetric sferică. Să considerăm un electrod sferic, de rază r_0, înconjurat de o soluție și să aplicăm legile de difuzie la o distanță r și $r + dr$ de centrul sferei (fig. 4).

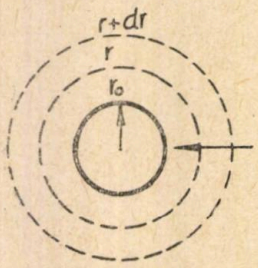


Fig. 4

Prima lege a lui Fick (1), în cazul unei suprafețe sferice de rază r, devine

$$dN_r = 4\pi r^2 D \left(\frac{\partial C}{\partial r}\right)_r dt \tag{11}$$

iar fluxul la distanța r

$$f_r = \frac{dNr}{4\pi r^2 dt} = D \left(\frac{\partial C}{\partial r}\right)_r. \tag{12}$$

Pentru raza $r + dr$ a sferei, prima lege a lui Fick și valoarea fluxului devin

$$dN_{r+dr} = 4\pi (r + dr)^2 D \left(\frac{\partial C}{\partial r}\right)_{r+dr} \cdot dt \tag{13}$$

$$f_{r+dr} = D \left(\frac{\partial C}{\partial r}\right)_{r+dr} \tag{14}$$

Dar fluxul fiind funcție de r, $f_{r+dr} = f_r + \dfrac{\partial f_r}{\partial r} dr$

$$D \left(\frac{\partial C}{\partial r}\right)_{r+dr} = D \left(\frac{\partial C}{\partial r}\right)_r + D \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial C}{\partial r}\right)_r \cdot dr. \tag{15}$$

Ecuația (13) se mai poate scrie ținînd seama de (15)

$$dN_{r+dr} = 4\pi (r + dr)^2 Ddt \left[\left(\frac{\partial C}{\partial r} \right)_r + \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} \right) dr \right]. \tag{16}$$

Calculînd paranteza și neglijînd termenii de ordinul 2 și 3 se obține

$$dN_{r+dr} = 4\pi Ddt \left[r^2 \left(\frac{\partial C}{\partial r} \right) + 2r \left(\frac{\partial C}{\partial r} \right) dr + r^2 \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} \right) dr \right]. \tag{17}$$

Variația concentrației între cele două suprafețe sferice de raze r și $r + dr$ este legată cu diferența între numărul de moli care intră în suprafața sferei de rază $r + dr$ și numărul de moli care ies din suprafața sferei de rază r, raportată la unitatea de volum cuprins între aceste două suprafețe

$$dC = \frac{dN_{r+dr} - dN_r}{4\pi r^2 dr}. \tag{18}$$

Variația concentrației cu timpul, la o distanță r și la un timp t, este

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{dN_{r+dr} - dN_r}{4\pi r^2 dr \cdot dt}. \tag{19}$$

Înlocuind în (19) valorile lui dN_{n+dr} și dN_r din (17) și (11) se obține legea a doua a lui Fick, în cazul difuziei sferice

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \left[\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \left(\frac{\partial C}{\partial r} \right) \right]. \tag{20}$$

La o distanță oarecare, concentrația descrește cu timpul, deci are o valoare negativă. Condițiile inițiale și la limită, în cazul difuziei sferice simetrice, sînt aceleași ca și în cazul difuziei liniare

$$t = 0 \quad C_0 = C; \quad t > 0 \quad C_0 \leqslant C \quad C_0 = 0.$$

În aceste condiții soluția ecuației (20) este

$$C_{r,t} = C \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) + \frac{2Cr_0}{r\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{r-r_0}{2\sqrt{Dt}}} e^{-y^2} dy \tag{21}$$

în care y este numai o variabilă de integrare, iar r_0, raza electrodului. Pentru un r constant ultimul termen al expresiei (21) tinde către zero, iar valoarea concentrației este și ea constantă, obținîndu-se astfel, o stare staționară

$$C_r = C \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) = \text{const.} \tag{22}$$

Valoarea curentului la suprafața electrodului este funcție de flux, și acesta de gradientul concentrației. Diferențiind pe (21) se obține valoarea gradientului de concentrație, la suprafața electrodului, la un timp t dat

$$\left(\frac{\partial C}{\partial r} \right)_{r=r_0,\, t} = C \left(\frac{1}{r_0} + \frac{1}{\sqrt{\pi Dt}} \right) = \frac{f_{r=r_0}}{D}. \tag{23}$$

Valoarea curentului de difuzie la un timp t este dată, în acest caz, de

$$i_t = nF_y \, 4\pi r_0 f_{r=r_0} = nF_y \, ADC \left(\frac{1}{r_0} + \frac{1}{\sqrt{\pi Dt}} \right) \tag{24}$$

unde $A = 4\pi r_0$.

Această ecuație este de forma

$$i_t = k_1 + \frac{k_2}{\sqrt{t}}. \tag{25}$$

Verificarea experimentală a expresiei (24) este imposibilă din cauza gradienților de densitate produși lîngă suprafața electrodului și care cauzează curenți de convecție, astfel că nu se mai poate rămîne în condițiile problemei.

Ecuația lui Ilcovici asupra curentului de difuzie la electrodul picător

Am studiat curenții de difuzie la un electrod plan în repaus. Să presupunem că electrodul se mișcă cu viteza v, în direcția x pozitivă (fig. 3). Soluția fiind practic incompresibilă, un plan de difuzie în soluție se va mișca de asemenea, cu aceeași viteză și în aceeași direcție, ca și electrodul. Suprafața de difuzie a electrodului rămînînd constantă și dat fiind că soluția din vecinătatea lui este incompresibilă, felul în care are loc difuzia la un electrod plan care se mișcă este la fel cu modul în care se face difuzia la electrodul plan în repaus, deci și tratarea matematică a fenomenului este identică în ambele cazuri.

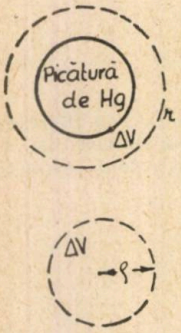


Fig. 5

La electrodul picător lucrurile se schimbă, deoarece suprafața picăturii crescînd, are loc și o creștere a suprafeței de difuzie cu timpul, așa că ecuațiile legate de difuzia simetric sferică vor conține termeni, care să exprime această variație a cîmpului de difuzie cu timpul.

Pentru a aplica ecuația fundamentală a difuziei simetric sferică (20) la electrodul picător, r trebuie înlocuit cu o coordonată variabilă ρ, pentru a ține seama de creșterea suprafeței cîmpului de difuzie în timpul creșterii picăturii de mercur. Se definește coordonata variabilă ρ ca raza sferei ipotetice, al cărei volum este același cu al volumului închis între suprafața picăturii de mercur de rază r_0 și o suprafață sferică de rază r, puțin mai mare ca r_0 (fig. 5)

$$\frac{4}{3}\pi r^3 - \frac{4}{3}\pi r_0^3 = \frac{4}{3}\pi\rho^3$$

de unde

$$\rho^3 = r^3 - r_0^3. \tag{26}$$

Picătura de mercur are la timpul t, volumul

$$V = \frac{4}{3}\pi r_0^3 = \frac{m \cdot t}{d} = \alpha \cdot t \tag{27}$$

în care m = masa mercurului care curge din capilară pe secundă, iar d = densitatea mercurului.

Din (27) scoatem valoarea lui r_0

$$r_0^3 = \frac{3\alpha}{4\pi} t = \gamma \cdot t \qquad \gamma = \frac{3\alpha}{4\pi} \tag{28}$$

și înlocuind în (26) pe r_0^3, obținem

$$\rho^3 = r^3 - \gamma t. \tag{29}$$

Fluxul substanței difuzante la un timp t și la o valoare a lui r care depinde de ρ, după ecuația (2), este

$$f_r = D\frac{\partial c}{\partial r} = D\frac{\partial c}{\partial \rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial r}. \tag{30}$$

Înlocuind în (30) valoarea lui $\frac{\partial \rho}{\partial r}$ obținută din diferențierea ecuației (29) și ținînd seama de (2) avem

$$f_r = \frac{Dr^2}{\rho^2}\frac{\partial c}{\partial \rho} = \frac{dN}{A_r\, dt}. \tag{31}$$

Diferențiind ecuația (31) în funcție de r, se obține

$$\frac{\partial f_r}{\partial r} = D\left[\frac{r^2}{\rho^2} \cdot \frac{\partial^2 c}{\partial \rho^2} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\partial c}{\partial \rho}\left(\frac{2r}{\rho^2} - \frac{2r^2}{\rho^3} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial r}\right)\right]. \tag{32}$$

Ecuația (20) poate fi scrisă în funcție de fluxul substanței difuzante (2) astfel

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{\partial f_r}{\partial r} + \frac{2}{r} f_r \cdot \tag{33}$$

Introducînd valorile lui f_r și $\frac{\partial f_r}{\partial r}$ din (31) și (32), în (33), se obține ecuația diferențială fundamentală a difuziei, în cazul electrodului picător de mercur

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{r^4}{\rho^5} \left[\rho \frac{\partial^2 C}{\partial \rho^2} + 2 \frac{(\rho^3 - \gamma t)}{(\rho^3 + \gamma t)} \frac{\partial c}{\partial t} \right] \cdot \tag{34}$$

În cazul problemei noastre ne interesează să luăm în considerație regiunea foarte apropiată de electrodul picător, unde r este numai cu puțin mai mare decît r_0 și, deci, ρ^3 e mult mai mic decît γ. t (26) și (28).

Cînd $\rho^3 \ll \gamma t$ avem în (34)

$$\frac{\rho^3 - \gamma t}{\rho^3 + \gamma t} \cong -1$$

iar

$$r^4 = (\partial \gamma t)^{4/3}.$$

Înlocuind expresiile de mai sus, se obține ecuația difuziei într-o regiune foarte apropiată de suprafața electrodului

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{(\gamma t)^{4/3}}{\rho^5} \left[\rho \frac{\partial^2 c}{\partial \rho^2} - 2 \frac{\partial c}{\partial \rho} \right] \cdot \tag{35}$$

Pentru a simplifica calculele, facem următoarele substituții

$x = \rho^3$ și $y = t^{7/3}$

deci

$$\frac{dx}{d\rho} = 3\rho^2 \; ; \quad \frac{d^2x}{d\rho^2} = 6\rho \quad \frac{dy}{dt} = \frac{7}{3} t^{4/3}$$

Cu aceste noi variabile, avem

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial c}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial t} = \frac{7}{3} t^{4/3} \frac{\partial c}{\partial y} \tag{36}$$

$$\frac{\partial c}{\partial \rho} = \frac{\partial c}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial \rho} = 3\rho^2 \frac{\partial c}{\partial x} \tag{37}$$

$$\frac{\partial^2 c}{\partial \rho^2} = \frac{\partial c}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2 x}{\partial \rho^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial x}{\partial \rho} \tag{38}$$

$$\frac{\partial^2 c}{\partial \rho^2} = 6\rho \frac{\partial c}{\partial x} + 9\rho^4 \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \cdot \tag{38'}$$

Înlocuind în (35) pe (36), (37) și (38') se obține

$$\frac{\partial c}{\partial y} = \frac{27}{7} \gamma^{4/3} D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} = m \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \tag{39}$$

unde

$$m = \frac{27}{7} \gamma^{4/3} D.$$

Soluția ecuației (39) este

$$C = K + B \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{my}}} e^{-q^2} dq \tag{40}$$

unde q este o variabilă de integrare.

În cazul difuziei la electrodul picător, condițiile inițiale și la limită sînt
1) $t = 0$, $C_0 = C$, unde C_0 = concentrația la electrod, iar C = concentrația soluției.
2) $t > 0$ $C_0 \ll C$ $C_0 = 0$.

Cînd $t > 0$, la suprafața electrodului este un gradient de concentrație $\rho = 0$ și deci și $x = 0$. Deci, dacă $t > 0$, limita superioară a integralei este zero, deci și integrala este zero. Cînd $t > 0$ și $C_0 = 0$, K trebuie să fie și el egal cu zero. Dacă $t = 0$, $y = t^{7/3}$, limita superioară devine infinit și integrala ia valoarea $\frac{\sqrt{\pi}}{2}$, dar cum $C = C_0$ la $t = 0$, urmează că $B = C$. Deci (40) devine

$$C_0 = \frac{2C}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{my}}} e^{-q^2}\, dq. \tag{41}$$

Înlocuind valorile lui x, y și m în limita superioară a integralei din (41), valoarea limitei devine

$$\frac{x}{2\sqrt{my}} = \frac{1}{6}\sqrt{\frac{7\gamma}{3D}} \cdot \frac{\rho^3}{(\gamma t)^{7/6}} = S. \tag{42}$$

Ecuația (41) se scrie atunci

$$C_0 = \frac{2C}{\sqrt{\pi}} \int_0^S e^{-q^2}\, dq. \tag{43}$$

Pentru a calcula valoarea curentului de difuzie la un timp t, în timpul vieții picăturii, este necesar să cunoaștem valoarea fluxului substanței care difuzează la suprafața picăturii ($\rho = 0$), care la rîndul lui este funcție de gradientul concentrației.
Curentul la timpul t este

$$i_t = 4\pi r_0^2 F_y (f_r)\, \rho = 0 \tag{44}$$

Diferențiind ecuația (43) în funcție de ρ, se obține valoarea gradientului concentrației

$$\frac{\delta c}{\delta \rho} = \frac{2C}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\delta s}{\delta \rho} \cdot \frac{\partial}{\partial s}\left(\int_0^S e^{-q^2}\, dq\right). \tag{45}$$

Scoțînd valoarea lui $\frac{\partial s}{\partial \rho}$ din (42), (45) devine

$$\frac{\delta c}{\delta \rho} = \frac{Ce^{-s^2}}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{7\gamma}{3D}\right)^{1/2} \frac{\rho^2}{(\gamma t)^{7/6}}, \tag{46}$$

și înlocuind, în expresia (31) a lui f_r, expresia (46), se obține

$$f_r = \frac{Dr^2}{\rho^2} \cdot \frac{\delta c}{\delta \rho} = \frac{DCr^2}{(\gamma t)^{7/6}} \left(\frac{7\gamma}{3\pi D}\right)^{1/2} e^{-s^2}. \tag{47}$$

Cînd $\rho = 0$, $s = 0$ (42) $e^{-s^2} = e^0 = 1$ și $r = r_0 = (\gamma t)^{1/3}$ (26), (29) și deci fluxul este egal cu

$$(fr)_{\rho=0} = \frac{DC}{(\gamma t)^{1/2}} \left(\frac{7\gamma}{3\pi D}\right)^{1/2} = \frac{D^{1/2} C}{t^{1/2}} \left(\frac{7}{3\pi}\right)^{1/2}. \tag{48}$$

Curentul de difuzie, la un timp t (44), este, în acest caz, ținînd seama și de (28)

$$i_t = 4 \left(\frac{7}{3\pi}\right)^{1/2} nF_y D^{1/2} C\gamma^{2/3} t^{1/6} \tag{49}$$

și cum

$$\gamma = \frac{3\alpha}{4\pi} = \frac{3m}{4\pi d} \tag{50}$$

devine

$$i_t = 0{,}732\, nF_y\, D^{1/2}\, Cm^{2/3}\, t^{1/6} \tag{51}$$

în care D se dă în $cm^3\ s^{-1}$, C în moli/cm^3, m este viteza de picurare în $g\ s^{-1}$ t, timpul în secunde, Fy se dă în coulombi, curentul i_t se exprimă în amperi. Dacă se exprimă curentul în microamperi, C în milimoli/litru și m în $g\ s^{-1}$, se obține

$$i_t = 706\, nD^{1/2}\, Cm^{2/3}\, t^{1/6} \text{ microamperi.} \tag{52}$$

În cazul unei difuzii liniare și sferice, curentul descrește cu timpul, după ce f.e.m. este aplicată,deoarece gradientul de concentrație la suprafața electrodului descrește cu timpul.

La electrodul picător, creșterea curentului cu timpul este datorită faptului că descreșterea concentrației la suprafața picăturii este mai mult decît compensată de creșterea suprafeței cîmpului de difuzie. Descreșterea curentului; datorită descreșterii gradientului de concentrație la suprafața picăturii, este invers proporțională cu puterea 3/6 a timpului. Pe de altă parte creșterea suprafeței picăturii este proporțională cu puterea 2/3 a timpului. Rezultatul final al acestor doi factori opuși este o creștere a curentului după puterea 1/6 a timpului.

Deoarece curentul nu poate fi observat cu un galvanometru obișnuit, pentru că inerția bobinajului cadrului este prea mare pentru a fi în stare să urmeze adevărata schimbare periodică a curentului în timpul vieții unei picături, se folosește un galvanometru d'Arsonval, de o perioadă mare, care ne permite să măsurăm curentul mediu. Curentul mediu se definește ca acel curent constant, care, curgînd într-un timp egal cu timpul de picurare, va produce aceeași cantitate de electricitate cu cantitatea de electricitate asociată cu fiecare picătură.

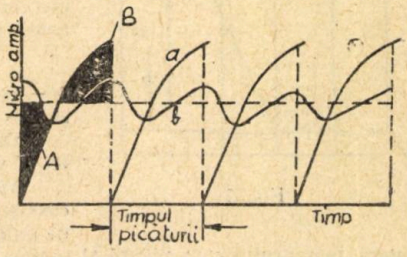


Fig. 6

În figura 6 se poate vedea o comparație între adevăratele curbe curent-timp în timpul vieții individuale a picăturilor și oscilațiile observate la galvanometrul O. Curentul mediu i este reprezentat prin linia orizontală punctată, astfel încît, aria înnegrită A este egală cu aria înnegrită B. Matematic, curentul mediu este dat de relația

$$i = \frac{1}{t_{max}} \int_0^{t_{max}} i_t\, dt \tag{53}$$

$$i = \frac{706\, n\, D^{1/2}\, C_m^{2/3}}{t_{max}} \int_0^{t_{max}} t^{1/6}\, dt.$$

Prin integrare, rezultă

$$i = 605\, n\, D^{1/2}\, C^{2/3}\, t_{max}^{1/6} \tag{54}$$

Această relație dă valoarea curentului mediu și este numită *ecuația lui Ilcovici*.

Se vede, ținînd seama de (52), în care se înlocuiește $t^{1/6}$ cu $t^{1/6}$ max pentru a obține pe i_{max} că

$$i = \frac{6}{7}\, i_{max}. \tag{55}$$

§ 3. Factorii care influențează curentul de difuzie

Ecuația lui Ilcovici, dedusă teoretic prin calcularea curentului de difuzie care are loc la o picătură de mercur, a fost cu succes verificată experimental.

1. Curentul de difuzie se măsoară, scăzînd din valoarea curentului de difuzie total observat, valoarea curentului rezidual al soluției electrolitului de bază (fig. 7), care are o valoare mai mică, cu cît concentrația substanței reduse este mai scăzută și cu cît are un potențial mai negativ de reducere.

2. Curentul de difuzie este o funcție liniară de concentrație.

Menținînd toți factorii constanți, $i_d = k_c$ (k este o constantă definită din ecuația lui Ilcovici) această expresie este baza analizei polarografice cantitative. Relația se verifică

experimental cu $\pm 1\%$ pentru concentrații de 10^{-4} până la 0,01 molar, făcîndu-se corecția pentru curentul rezidual.

Calculul constantei k se face cu o precizie de $\pm 3\%$, din cauza constantei de difuzie D, care nu se găsește determinată în condițiile de analiză polarografică. Constanta de difuzie scade, ca de altfel și curentul de difuzie, dacă are loc o asociere a substanței care se reduce, iar dacă asocierea merge pînă la formarea de particule coloidale, atunci nu mai este posibilă o reducere apreciabilă la electrodul picător, curenții în acest caz avînd valori variabile.

3. Din ecuația (54) (§ 2), i_d este funcție de $m^{2/3} \cdot t^{1/6}$ — m fiind viteza de picurare și t timpul de formare a unei picături. $m^{2/3} t^{1/6} = V^{2/3} t^{-1/6}$ în care V = volumul unei picături; $m = \frac{V}{t}$.

V este funcție de tensiunea superficială între mercur și soluție și este proporțional cu raza capilarului, deoarece rezultanta forțelor de tensiune superficială este în echilibru cu greutatea picăturii. Înseamnă deci că înălțimea treptei este funcție de $r^{2/3}$. Din relația scrisă mai sus, se vede, că înălțimea treptei este invers proporțională cu rădăcina pătrată a timpului și deci proporțională cu rădăcina pătrată a vitezei m. Viteza de curgere fiind proporțională cu presiunea coloanei de mercur ce apasă asupra capilarului, înseamnă că înălțimea treptei este funcție de

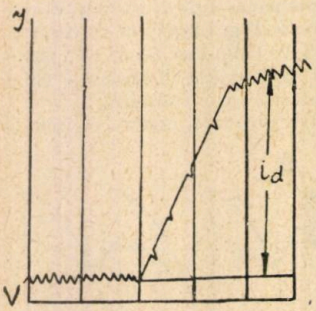


Fig. 7

$$H = k_1 \cdot h^{1/2} r^{2/3}$$

h = înălțimea vasului de nivel deasupra tubului capilar și r = raza acestuia.

Dacă h variază cu 2%, sau r cu 1,5%, înălțimea treptei H variază cu 1%.

Viteza de picurare m este independentă de mediul în care se formează picătura și este de asemenea independentă de potențialul electrodului picător, cu condiția ca presiunea asupra mercurului care picură și temperatura să se mențină constante. Pentru o măsurare exactă a lui i_d, m trebuie să aibă valori între 1—3 mg/s.

4. Timpul de picurare t depinde de mediul în care picură mercurul și de asemenea depinde de potențialul aplicat electrodului picător. Ecuația lui Ilcovici s-a verificat pentru un timp de picurare cuprins între 2—4 secunde.

5. Natura electrolitului de bază în care se găsește substanța de redus influențează valoarea curentului de difuzie, datorită constantei D de difuzie, care ia valori deosebite.

6. Curenții de difuzie a ionilor variază și cu formația structurală în care se găsesc, deoarece ionii metalici simpli au alte valori ale constantelor de difuzie decît atunci cînd sînt sub formă de complecși.

7. Curenții de difuzie ai celor mai multe substanțe cresc cu ridicarea temperaturii, datorită mai multor cauze: variația lui D, din cauza scăderii viscozității cu temperatura și din cauza agitației termice a ionilor și creșterea vitezei de picurare m datorită scăderii viscozității mercurului. Ținînd seama de datele experimentale pentru o creștere a temperaturii cu 1°C, curentul de difuzie crește cu 1,6% și, dacă se reglează picurarea, cu 1,4% pe grad.

§ 4. Analiza polarografică de adsorbție și catalizată

În nenumărate cazuri, creșterile de curent nu mai urmează continuu curenții de difuzie și cresc pînă la maximum, ca apoi să scadă la valoarea constantă a curentului de difuzie. În figura 8 este arătat maximul ionului de plumb (1) și suprimarea lui.

În maximumul care apare la o curbă polarografică este atribuit, de unii autori, unei adsorbții a substanței care se reduce pe picătura de mercur. Datorită acestei adsorbții, difuzia substanței reductibile este înlesnită, așa că la electrod se vor reduce mai multe molecule și deci curentul de difuzie va fi mai mare și anormal. La un moment dat, puterea de adsorbție a mercurului devine fără efect cînd tensiunea crește și atunci curentul coboară la valoarea curentului simplu de difuzie.

Mărimea acestui maximum crește cu concentrația substanței care se reduce la catod și cu scăderea concentrației ionilor străini din soluție, pînă la o anumită limită, aproximativ $\frac{n}{1000}$, deoarece prezența ionilor străini satisfac și ei puterea de adsorbție a mercurului.

Dacă în soluție se pune și altă substanță care satisface puterea de adsorbție a mercurului, dar care nu se reduce pe catod (de exemplu, gelatină, agar-agar, coloranți), înălțimea maximei se micșorează, dispărînd. Reducerea unei maxime este proporțională cu puterea de absorbție pe catodul de mercur a substanței străine. Astfel, ținînd seama de legea adsorbției putem să determinăm concentrația substanței adsorbabile. Acest fapt face obiectul *analizei polarografice prin adsorbție*. Analiza polarografică prin adsorbție ne dă posibilitatea să determinăm sensul de încărcare al unui coloid, datorită următoarelor considerații: maximele substanțelor care se reduc la potențiale mai pozitive sînt influențate de coloizi încărcați negativ, iar maximele substanțelor care au un potențial de reducere mai negativ sînt influențate de coloizi încărcați pozitiv.

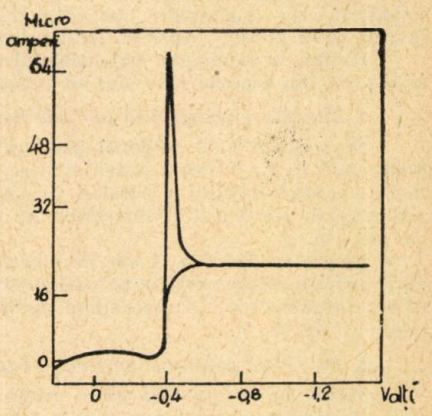


Fig. 8

Uneori se întîmplă ca reducerea unei substanțe să fie înlesnită prin prezența în soluție a unei alte substanțe catalizator. Înălțimea acestor trepte catalizate este proporțională cu concentrația produsului redus, dar mai depinde și de catalizator. Într-o analiză cantitativă, trebuie să se mențină constantă concentrația uneia din substanțe. Un exemplu de analiză polarografică catalizată îl constituie reducerea anionilor, care este înlesnită prin prezența cationilor polivalenți.

Analiza polarografică poate să fie folosită și la determinarea anionilor, atît a celor care se reduc pe catod, cît și a celor care se oxidează la anod; în acest caz din urmă, electrodul cu picătura de mercur servește drept anod.

II. BAZELE EXPERIMENTALE

§ 5. Cîteva date asupra efectuării analizelor polarografice

Substanța, a cărei analiză dorim s-o efectuăm polarografic, trebuie adusă mai întîi în soluție. Soluției i se adaugă un electrolit numit „electrolit de bază", care este făcut din acizi, baze sau săruri și a cărui concentrație trebuie să fie mult mai mare — de 10 pînă la 100 ori — decît concentrația ionilor de determinat. Electrolitul de bază, care efectuează curentul de migrație în timpul electrolizei trebuie să aibă un potențial mult mai negativ decît al ionilor care urmează a fi determinați. Potențialul jumătății de treaptă a unui ion este legat de natura electrolitului de bază. De exemplu, Zn în soluție normală de HCl este $-1{,}06$ V; în n KOH este $-1{,}53$ V, în n $NH_3 + n$ NH_4Cl este $-1{,}38$ V. Dacă într-o soluție sînt mai mulți ioni de concentrație asemănătoare care au potențiale de reducere foarte apropiate, pentru a obține toate treptele corespunzătoare ionilor din soluție, este necesar să se aleagă un electrolit de bază, în așa fel, ca potențialele jumătății de treaptă în acest electrolit ales să fie distanțate cu cel puțin 100—150 mV. De exemplu, nichelul și zincul au potențialele lor de reducere foarte apropiate, încît treptele lor coincid. Dacă însă se alege un electrolit ca $NH_3 + NH_4Cl$, treptele lor sînt separate și analiza, atît a zincului cît și a nichelului, poate fi făcută din aceeași soluție.

Dacă într-o soluție se găsesc elemente cu potențiale de reducere negative în prezența unui element cu potențial mai pozitiv, determinarea elementelor mai negative se poate face dacă concentrația elementului pozitiv nu este mai mare de 5—6 ori decît a primelor. Dacă însă elementul mai negativ este în cantitate mult mai mare decît a elementului mai pozitiv, se poate face o determinare simultană. De exemplu, cuprul și cadmiul, mai pozitive, se pot determina în prezența unor cantități mari de Zn, mai negativ, pe cînd cantități de Mn, mai negativ ca Zn, nu se pot determina alături de o cantitate mare de zinc. De aceea, atunci cînd Cu este în mare cantitate față de alte elemente mai negative, este îndepărtat prin procedee chimice, sau electrochimice la începutul analizei, rămînînd astfel în soluție celelalte elemente.

Într-un anumit interval de tensiune, analiza polarografică poate fi împiedicată de prezența oxigenului dizolvat în soluție. Oxigenul apare sub formă de două trepte, una la începutul curbei și alta, la 0,8 V și acoperă treptele elementelor care se formează la tensiuni mici. De aceea, oxigenul se elimină fie prin barbotare cu un gaz indiferent în soluții acide, fie prin absorbție, de către sulfit de sodiu în soluțiile alcaline.

§ 6. Determinarea calitativă și cantitativă a ionilor

Determinarea calitativă

Fiecare ion are un potențial specific la care se depune pe electrod. Cunoscînd acest potențial, care se găsește la jumătatea treptei polarografice, după cum s-a arătat teoretic mai înainte (§1), putem identifica ionii prezenți în soluție.

Pentru determinarea potențialului caracteristic, deci a jumătății treptei polarografice se cunosc trei metode care sînt în funcție de aspectul curbei.

1. *Treapta polarografică are cele două platforme perfect paralele* (fig. 9).

Se trasează prin mijlocul platformelor, și al porțiunii care unește platformele, linii drepte *a*, *b*, *e*. La mijlocul distanței între cele două linii paralele *a*. *b* care trec prin platforme, se duce o nouă dreaptă *c*, paralelă cu cele două. Distanța măsurată pe abscise, de la abscisa zero pînă la punctul *d* de întretăiere al dreptei *c* cu dreapta *e* ne dă potențialul jumătății de treaptă.

Se știe că distanța (1 cm, de obicei) între două abscise corespunde la 0,1 V sau 0,2 V, după cum s-a utilizat la firul potențiometric un acumulator de 2 V sau 4 V. Exemplu: distanța de la abscisa zero = 1,8; potențialul jumătății de undă = 1,8 × 0,2 = 0,36 V, pentru un acumulator de 4 V.

2. *Cele două platforme nu sînt perfect paralele* (fig. 10).

Se duc în același mod, ca în prima metodă, liniile *a*, *b* și *e*. Se determină potențialele corespunzătoare punctelor *m* și *n* la fel cum s-a aflat potențialul punctului *d* din figura 9.

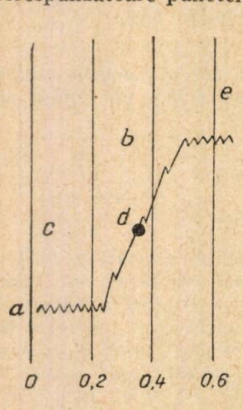


Fig. 9

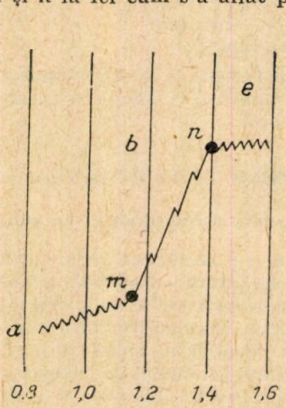


Fig. 10

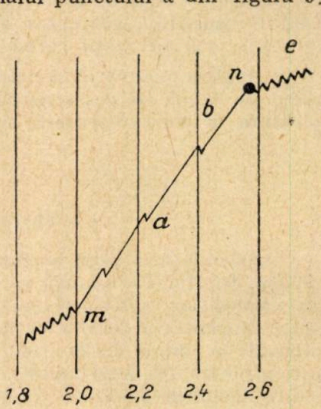


Fig. 11

Potențialul jumătății de treaptă este dat de media aritmetică a celor două potențiale. Exemplu: potențialul corespunzător punctului *m* este 5,2 × 0,2 = 1,04 V, iar potențialul corespunzător punctului *n* este 6,6 cm × 0,2 = 1,32 V. Potențialul jumătății treptei este $\frac{1,04 + 1,32}{2} = 1,18$ V.

3. *Cele două platforme sînt prea scurte și oblice* (fig. 11).

În acest caz, se duc tangente la 45°, la curburile treptei, și o dreaptă prin mijlocul dreptei ascendente. Se calculează media aritmetică a potențialelor punctelor *m* și *n*, care ne dă potențialul jumătății de undă.

Observații asupra măsurătorilor. Citirea corectă a potențialului de treaptă se face, ținînd seama de potențialul anodic, care se determină cu ajutorul unei pile Weston și de verificarea distanței între două abscise, care trebuie să fie egale cu 1 cm. Cînd această distanță nu corespunde valorii de mai sus, se va înmulți cu un factor de corecție $10/x$, în care x reprezintă distanța între două abscise.

Precizia determinărilor. Dacă la citirea distanței între abscisă și punctul de întretăiere se face o greșeală de 1 mm, potențialul jumătății treptei suferă o deplasare de 0,02 V, ceea ce se poate admite, deoarece în tablouri se poate vedea că potențialele de depunere ale ionilor se află depărtate între ele cu mai mult de 0,04 V.

Determinarea cantitativă

În timpul electrolizei (în majoritatea cazurilor), creșterea intensității curentului este proporțională cu concentrația ionului din soluția care se reduce. Intensitatea curentului este dată de curbă, prin înălțimea treptei. Deci, măsurînd înălțimea treptei, putem afla concentrația soluției. Majoritatea metodelor de analiză polarografică folosite sînt metode relative care ne indică concentrația unei soluții, în funcție de soluția etalon a cărei concentrație este cunoscută.

Măsurarea înălțimii treptelor. Înălțimea unei trepte este distanța verticală între punctele de intersecție m, n, ale treptelor de simetrie, care trec prin cele două platforme și partea

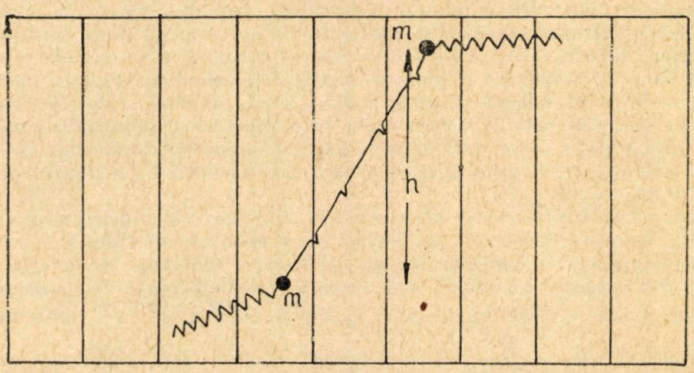


Fig. 12

ascendentă a treptei (fig. 12). Înălțimea treptei trebuie să fie luată cît mai mare și citită cu cît mai multă exactitate. Astfel, dacă la o înălțime a treptei de 10 mm facem o eroare de citire de $\pm$ 1 mm, eroarea relativă a determinării este de 10%; pentru aceeași eroare de citire de $\pm$ 1 mm a unei trepte de 100 mm înălțime, eroarea relativă este de 1%.

Metode pentru determinări cantitative

1. *Metoda comparației.* Se polarografiază un anumit volum format din a cm³ soluție de analizat, de concentrația x necunoscută și b cm³ electrolit de bază. În aceleași condiții, se polarografiază b cm³ electrolit de bază, împreună cu a cm³ soluție etalon, de concentrație c necunoscută. Concentrația x a substanței de analizat este dată de relația

$$x = \frac{h_1}{h_2} c$$

unde h_1 = înălțimea treptei soluției de analizat;
h_2 = înălțimea treptei soluției etalon.

Dacă concentrațiile sînt apropiate, metoda comparației dă rezultate destul de exacte.

2. *Metoda adausurilor.* Se polarografiază un volum V al soluției de analizat, de concentrație necunoscută x, cu electrolitul de bază. Se adaugă apoi volumului V, un volum cunoscut Ve al soluției etalon, de concentrație e, cu electrolit de bază, obținîndu-se volumul total V_t și se polarografiază din nou. Concentrația x a soluției de analizat se calculează din

$$x = \frac{c \cdot h_1}{\frac{h_2 V_t}{V} - h_1}$$

unde h_1 = înălțimea treptei soluției de analizat;
h_2 = înălțimea treptei soluției de analizat și a soluției etalon.

Volumul soluției etalon Ve care se adaugă trebuie să fie astfel luat, ca să producă o creștere a înălțimii treptei de cel puțin 1 cm. De obicei, el se adaugă în proporție de 10—50% față de soluția de analizat.

Rezultatele obținute cu această metodă sînt bune, metoda fiind folosită mai ales în cazuri dificile de analiză.

3. *Metoda curbelor etalon.* Se întrebuințează la analize care se execută în serie. Se polarografiază, în aceleași condiții, volume identice de soluții etalon cu electrolit de bază, de concentrații apropiate cu acelea ale soluțiilor de analizat. Se măsoară înălțimile treptelor și se construiește o diagramă, notînd în ordonată înălțimea treptelor și în abscisă concentrația substanței. Se polarografiază în aceleași condiții și substanța a cărei concentrație este cunoscută. Se măsoară înălțimea treptei și cu ajutorul diagramei se determină concentrația substanței.

Observații generale asupra acestor trei metode

Curba polarografică este funcție de mai mulți factori, după cum s-a arătat în paragraful 3 de: concentrație, temperatură, capilara prin care curge mercurul, viteza de picurare a mercurului, sensibilitatea galvanometrului etc. Astfel, în timpul polarografierii soluției de analizat și a soluției etalon, determinările se vor face cu aceeași capilară, se va verifica timpul de picurare al mercurului, care trebuie să se mențină constant la cele două soluții, sensibilitatea galvanometrului se păstrează aceeași. Soluția etalon trebuie să aibă același electrolit de bază și o concentrație a ionilor cam de același ordin de mărime cu al soluțiilor de analizat.

Temperatura aduce o mare sursă de erori înălțimii treptelor, care crește cu 1,63% pentru 1°C. De aceea, este bine ca determinarea să se facă la temperatură constantă, pentru a evita corecțiile de temperatură.

4. *Metoda constantelor etalonate ale curentului de difuzie.* Metodele expuse mai sus dau rezultate exacte, însă prezintă unele neajunsuri ca: o cheltuire de timp și substanță pentru efectuarea și polarografierea soluțiilor etalon, ale fiecărei substanțe de determinat. Analiza polarografică poate fi așezată pe o bază mai absolută, folosind constantele etalonate ale curentului de difuzie I, din ecuația lui Ilcovici, $i_d = 605\, n\, D^{1/2}\, C\, m^{2/3}\, t^{1/6}$ determinate experimental prin raportul $I = \frac{i_d}{Cm^{2/3}\, t^{1/6}}$ și egale teoretic cu $605\, n\, D^{1/2}$ la 25°C și în care i_d = curentul de difuzie (§ 2);

C = concentrația substanței în milimoli/litru;

m = masa mercurului scurs din capilară în unitatea de timp g/s;

t = perioada de picurare pic/s;

n = valența ionului redus:

D = constanta de difuzie a ionului redus, care caracterizează substanța într-un electrolit de bază dat, la o temperatură dată și independentă de caracteristica electrodului cu picătura, cu condiția ca timpul de picurare să fie mai mare de 2 secunde.

Concentrația soluției $C = \frac{i_d}{Im^{2/3}\, t^{1/6}}$ poate fi calculată direct din această relație, dacă se cunoaște valoarea constantei I. Valorile celorlalți factori se află cu ușurință, deoarece e mult mai simplu a se măsura m și t pentru un electrod cu picătură dat, decît a-l calibra cu concentrații cunoscute la fiecare folosire. Valoarea constantei I este dată în tablouri și se aplică direct analizelor soluțiilor necunoscute. Constanta I se schimbă puțin cu caracteristicele capilarei, dar variația ei este destul de mică, dacă timpul de picurare este între 2—6s, dînd o eroare de $\pm 2_0/^0$, eroare care se admite în scopuri practice. Eroarea devine cu atît mai mică, cu cît se utilizează un electrod cu picătură cu caracteristici cît mai apropiate de acelea ale electrodului folosit inițial la evaluarea constantei curentului de difuzie.

Metoda constantelor etalonate se face cu economie de substanțe chimice, nu se pierd substanțe pentru soluțiile etalon, economie de timp — *a)* timpul pentru prepararea soluției etalon, *b)* pentru calibrarea electrodului picător de fiecare dată în soluția etalon, spre a verifica dacă este aceeași ca și în determinările precedente. *c)* timpul de polarografiere a soluției etalon — este o *metodă absolută* — valorile lui m și t se determină direct la soluțiile de analizat.

§ 7. Aplicațiile analizei polarografice

Literatura este bogată în ceea ce privește metodele de analiză polarografică introdusă în diferite domenii practice și științifice, lăsînd în același timp să se întrezărească și perspective noi de studiu. Metoda analizei polarografice este *foarte sensibilă* — determină concentrații infime de substanță 10^{-4}—10^{-5} la litru, este *obiectivă* — înregistrarea curbelor polarografice se face automat pe hîrtii fotosensibile, este *rapidă* — obținerea curbei polarografice se realizează în timp de 5 — 10 minute, este *exactă* și se pot identifica concomitent mai mulți ioni în aceeași soluție.

În mod practic, majoritatea ionilor sînt identificați prin metoda polarografică, ținînd seamă de potențialele de depunere în diferite medii, a electroliților de bază.

Studiul cationilor a condus la posibilitatea efectuării în serie, a analizelor de aliaje și minereuri.

Multe din substanțele organice (aldehide, cetone, compuși nesaturați, amine etc.) se reduc pe electrodul cu picătură de mercur, potențialul lor de reducere depinzînd și de caracterul radicalilor de care este legată grupa funcțională, așa cum au arătat Dobrinskaia și Neumann (1939, 1943).

Kolthoff și Lingane (1941) au formulat sarcinile ce revin, în domeniul analizei substanțelor organice, metodei polarografice și anume:

1) aflarea condițiilor de determinare calitativă și cantitativă a substanțelor organice, care se reduc pe catodul de mercur; 2) găsirea raporturilor dintre structura moleculelor și potențialul lor de reducere; 3) descoperirea mecanismului reducerii electrice pe catodul de mercur; 4) studiul polarografic al fenomenului de polimerizare; 5) folosirea metodei polarografice pentru studiul cineticei reacției, cînd una dintre substanțele care participă la reacția respectivă posedă însușirea de a se reduce la catod; 6) cercetarea influenței moleculelor organice asupra tensiunii hidrogenului pe electrod de mercur.

Nu toate substanțele care se reduc ușor chimic, se reduc tot așa și pe electrodul de mercur. Exemplu: acidul lactic nu este redus pe electrodul picător de mercur, deși legătura lui dublă este ușor saturată de hidrogen.

Din aceste probleme o parte au fost studiate, iar altele sînt în curs de cercetare.

În biologie și medicină, cu ajutorul analizei polarografice, s-au determinat în mod calitativ și cantitativ, cantități minime de substanțe, de exemplu în sînge și țesuturi, care n-au putut fi puse în evidență prin alte metode. În acest domeniu, s-au făcut studii importante asupra bolilor profesionale, complexului vitaminei *B*, vitaminei *C*, rolului atomilor de fier din compoziția hemoglobinei etc. O mare atenție a fost acordată așa-zisului efect polarografic proteic, care a dus la posibilitatea unei diagnosticări a cancerului (Bridcko, Zbarski, 1950). Din modul deosebit de suprimare a maximelor polarografice cu ajutorul lichidului cefalorahidian normal și patologic și al serului sanguin, s-au putut diagnostica diferite boli.

Metoda polarografică ajută și la rezolvarea unor probleme *fizico-chimice*. Cunoscînd valoarea constantei curentului de difuzie *I* a ionilor, se poate determina în mod teoretic constanta de difuzie și, cu ajutorul ei, mărimea aparentă a diferiților ioni. Valoarea constantei curentului de difuzie *I* pentru același ion variază cu mediul în care se găsește ionul, astfel *I* are cea mai mare valoare în mediu amoniacal, deoarece complexul ionilor amino este cel mai mic și are cea mai mică valoare în mediul de tartrați, unde valoarea este asemănătoare cu aceea din acid tartric, deoarece complexul respectiv este cel mai mare.

Din cele expuse și din multiplele exemple ce s-ar mai putea da, se constată că metoda polarografică este un instrument experimental, care ajută să se rezolve probleme din diferite domenii practice și de cercetare și care cu timpul se va impune, fiind utilizată din ce în ce mai mult.

ОБЩИЕ ПОНЯТИЯ О ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОСНОВАХ ПОЛЯРОГРАФИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

(КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ)

В настоящем сообщении в общих чертах изложены более важные теоретические и экспериментальные вопросы, связанные с полярографическим анализом. В первой части — теоретической, обсуждается вопрос вывода и интерпретации уравнения полярографической кривой, относящейся к случаю обратимого процесса, причем указывается, что потенциал, соответствующий средней высоте полярографической ступени, именно и является нормальным потенциалом кислотного восстановления вещества и характеризует природу элемента, независимо от количества его, содержащегося в растворе. Далее производится расчет рассеянного тока капельного электрода, отмечаемого высотой полярографической степени и зависящего от количества ионов, содержащихся в растворе. Обсуждается наконец вопрос о том, какие именно факторы влияют на рассеянный ток.

Во второй части, вкратце, указан способ проведения полярографического анализа, а также и методы, используемые для качественного и количественного определения вещества. В конце сообщения указаны некоторые применения полярографического анализа в науке и практике.

NOTIONS GÉNÉRALES SUR LE FONDEMENT THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTAL DE L'ANALYSE POLAROGRAPHIQUE

(RÉSUMÉ)

L'article présente une vue d'ensemble des problèmes théoriques et expérimentaux les plus importants attachés à l'analyse polarographique. Dans la première partie — la partie théorique — on discute la déduction et l'interprétation de l'équation de la courbe polarographique dans le cas d'un processus réversible, en montrant que le potentiel correspondant au milieu de la hauteur de degré polarographique est justement le potentiel normal d'oxydo-réduction de la substance caractérisant la nature de l'élément, indifféremment de la quantité qui se trouve dans la solution. On calcule ensuite le courant de diffusion de l'électrode à gouttes, courant marqué par la hauteur du degré polarographique et qui est fonction de la quantité des ions de la solution. On discute ensuite quels sont les facteurs qui influencent le courant de diffusion.

Dans la seconde partie, on montre sommairement la manière dont on effectue une analyse polarographique et les méthodes employées à la détermination qualitative et quantitative d'une substance. A la fin de l'article, on indique quelques applications scientifiques et pratiques de l'analyse polarographique.

BIBLIOGRAFIE

1. I. M. Kolthoff J. Lingane, *Polarografia*. Moscova, 1948.
2. M. Stackelberg, *Polarographische Arbeitsmethoden*. Berlin, 1950.
3. J. Heyrovski, *Practica polarografică*. București, 1951.
4. *** *Călăuza polarografică*. București, 1952.
5. Alexevici, Holti Musakieva, *Kalicestvenîi analiz*. Moscova, 1948, p. 360—368.
6. M. Elpiner, Biblioteca Anal. Rom.-Sov., seria medicină, 32, 1950.
7. A. Zbarski și M. Elpiner, Biblioteca Analelor romîno-sovietice, seria Medicină, 32, 1950.

CEA DE A 4-A CONFERINȚĂ UNIONALĂ CONSACRATĂ APLICAȚIILOR RAZELOR X LA STUDIUL MATERIALELOR*)

DE

D. BALLY

Numerele 2 și 3 din anul 1953, Izvestia Akademii Nauk, seria fizică, publică materialele prezentate la cea de a 4-a conferință unională, consacrată aplicațiilor razelor X la studiul materialelor, conferință care a avut loc în iunie 1952. Recenzia de față urmărește a expune, pe scurt, cîteva din problemele importante care au fost dezbătute în cadrul acestei conferințe.

Un prim grup de referate ale profesorilor V. I. Arharov, G. S. Jdanov, I. G. Borovski și Z. G. Pinsker, tratează despre aplicațiile razelor X în industriile chimică și metalurgică.

Referatul lui V. I. Arharov este dedicat aplicațiilor analizei structurale, în industria metalurgică. Analizînd pe rînd problemele care-și pot găsi o rezolvare prin studii de difracție, Arharov dă prețioase indicații privind limitele de aplicabilitate ale metodei.

Analiza calitativă și cantitativă a fazelor prezentate în soluție solidă, gradul de dispersie, forma și dimensiunile cristalitelor, studiul tensiunilor interne procesul de formare și creștere a fazelor intermediare, studiul structurii de mozaic, sînt astfel pe rînd discutate, arătîndu-se care sînt perspectivele de dezvoltare și limitele de aplicare ale studiilor cu raze X, în problema respectivă.

Profesorul G. S. Jdanov își consacră referatul său aplicațiilor studiilor cu raze X în industria chimică. Autorul scoate în relief aplicațiile importante ale studiului cu raze X, ca de pildă, determinarea gradului de dispersie pentru cristalite de dimensiuni cuprinse între

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 2 decembrie 1953.

10—1000 Å. determinarea dimensiunilor celulei elementare și a structurilor cristaline, studiul transformărilor de fază etc.

Aplicațiilor analizei spectrale cu raze X le este consacrat articolul lui I. B. Borovski. Analizele spectrale se pot împărți în două grupe: lucrări destinate analizei chimice și lucrări destinate studiului forțelor de legătură între atomi în corpurile solide, lichide sau gazoase.

Majoritatea cercetărilor moderne necesită punerea la punct a unor metode analitice, care să permită determinarea aproape a tuturor elementelor sistemului periodic, pînă la o concentrație de ordinul 10^{-5}—10^{-7}%.

Sensibilitatea metodelor spectrale atinge 10^{-3}—10^{-5}%. Aceasta explică întinderea pe care o are studiul cu raze X în analiza chimică.

În sfîrșit, referatul lui Z. G. Pinsker este consacrat aplicațiilor cercetărilor electronografice la studiul materialelor.

Un al doilea grup de referate este consacrat unora din problemele cele mai importante ale corpului solid, cum ar fi rezistența și plasticitatea cristalelor, studiul deformațiilor cristalelor etc.

Un prim articol din această grupă este scris de A. V. Stepanov și este consacrat analizei bazelor fizice ale cunoștințelor despre duritatea și plasticitatea cristalelor. Autorul expune pe scurt mecanismul de rupere a mediilor elastice anizotrope, precum și modul de comportare al cristalelor sub acțiunea forțelor exterioare. În încheiere, autorul expune mecanismul de formare a centrelor de rupere ale cristalului.

Deosebit de interesant este referatul prezentat de colectivul condus de membrul corespondent al Academiei U.R.S.S. G. V. Kurdiumov, consacrat studiului deformărilor și al forțelor de legătură în rețeaua cristalină a metalelor și aliajelor. Autorii încep prin a expune rezultatele obținute în studiul tensiunilor interne de ordinul II și al domeniilor de difuzie coerentă a razelor X, la diferite oțeluri.

O a doua parte a articolului este consacrată deformațiilor statice și dinamice ale rețelei cristaline, descriindu-se totodată și metodele de determinare atît a deformațiilor statice, cît și a celor dinamice. În continuare, se expun rezultatele obținute în studiul tensiunilor de ordinul 3, în oțeluri.

O atenție deosebită se acordă anizotropiei deformațiilor de ordinul 3 în rețeaua martensitică. Referatul se încheie cu studiul forțelor interatomice și al rolului lor în procesul de schimbare a proprietăților mecanice sub acțiunea temperaturii.

Prin rezultatele obținute, prin metodica de laborator descrisă, referatul prezentat de colectivul membrului corespondent al Academiei de Științe a U.R.S.S. G. V. Kurdiumov, prezintă un deosebit interes științific și practic.

Referatul prof. B. M. Rovinski este consacrat studiului transformărilor de structură în metale, datorită eforturilor mecanice la care acestea sînt supuse. Pentru acest studiu, prof. Rovinski folosește o metodă ce capătă o răspîndire din ce în ce mai mare, și anume, difracția razelor X la unghiuri mici. Soluția experimentală propusă de autor este foarte simplă și pentru studii semicantitative, excelentă. Elementul principal al instalației îl constituie un colimator de 60 mm lungime, cu deschiderea fantelor de aproximativ 0,014 mm. Distanța de la obiect la placa fotografică este de circa 170 cm. Cu acest dispozitiv experimental se reușește a se determina mărimea golurilor submicroscopice, care apar în metalele supuse unui tratament mecanic, goluri ale căror dimensiuni variază între 300 Å și 1000 Å pentru Cu. Atît prin rezultatele obținute, cît și prin metodica folosită, referatul prof. B. M. Rovinski prezintă un interes deosebit. Trebuie remarcat, că această lucrare este printre primele în care metoda difracției la unghiuri mici este folosită pentru studiul proceselor care au loc în metale supuse deformării.

Lucrarea prezentată de A. I. Pasilov tratează problema efectelor anomale de difracție, care se observă în cursul ruperii rețelei cristaline a soluțiilor solide suprasaturate. Această problemă, atît prin datele pe care le dă asupra structurii cristaline, cît și prin indicațiile ce le dă asupra proprietăților aliajelor, este deosebit de importantă și actuală.

Studiind aliajele Al Cu, autorul observă pentru prima dată imaginile date de structura unidimensională care ia naștere în prima fază a procesului de îmbătrînire. Studiind aceste aspecte de difracție, A. I. Pasilov stabilește lungimea șirului atomic care determină apariția lor. Studiul efectelor de difracție anomală îi dă autorului posibilitatea să studieze cinetica transformărilor de structură care au loc într-o clasă destul de generală de aliaje.

Spațiul nu ne permite să ne oprim asupra tuturor lucrărilor prezentate la conferință. Am ales pe acelea dintre ele, care, atît prin rezultatele obținute, cît și prin perspectivele pe care le deschid cercetării, pot fi un îndreptar prețios pentru cercetătorii care lucrează în domeniul razelor X.

Nu putem încheia recenzia de față însă, fără a aminti de lucrările profesorilor V. I. Iveronova și M. I. Zaharova, dedicate problemei deformărilor care iau naștere în rețeaua cristalină, lucrări deosebit de interesante prin clarificările pe care le aduc în mecanismul atît de complicat al acestor procese.

Lucrările celei de a 4-a conferințe Unionale, consacrate aplicațiilor razelor X la studiul materialelor, constituie o nouă dovadă a foloaselor neprețuite care decurg din legătura strînsă dintre știință și practică.

RIDICAREA CADRELOR TINERE DE FIZICIENI *)

DE

FL. CIORĂSCU

I

După cum se știe, problema sporirii numărului de fizicieni cu o calificare înaltă s-a pus la noi, cu deosebită acuitate, imediat după instaurarea regimului nostru de democrație populară, ca urmare a marilor sarcini ce ne stăteau în față, impuse de construirea socialismului.

Într-adevăr, moștenirea lăsată de vechiul regim era cu totul nesatisfăcătoare și din acest punct de vedere. Este adevărat că în universități și politehnici existau cîțiva fizicieni, care asigurau nevoile — foarte reduse pe atunci — ale învățămîntului superior. În limita slabelor posibilități de care dispuneau, unii dintre aceștia duceau și o activitate științifică la un nivel înalt, preocupîndu-se și de creșterea cîtorva cadre de fizicieni, destinate tot învățămîntului superior. Munca lor păstra însă un caracter personal și nu era nici susținută, nici încurajată.

Dezinteresul total al statului burghez pentru activitatea științifică, în domeniul fizicii, se datora în mare măsură faptului că industria țării noastre se găsea în mîinile trusturilor internaționale, care nu erau interesate ca aceasta să progreseze independent. Drept consecință, și cercetarea științifică, în măsura în care se făcea, era ruptă de practică, purtînd uneori chiar un caracter de diletantism.

Într-un asemenea climat, era foarte greu să crească cadre de fizicieni cu pregătire multilaterală, capabili să pășească cu succes la rezolvarea unor probleme, nu alese de ei după predilecție personală, ci probleme a căror cercetare le-ar fi fost cerută. Or, aceasta din urmă constituie tocmai specificul cercetării științifice în regimul socialist și în perioada lui de pregătire, cînd dezvoltarea unei industrii independente și progresul ei continuu sînt probleme de bază.

Este evident că, în situația în care ne găsim încă și azi cu cadrele noastre de fizicieni, ajutorul pe care ele l-au dat industriei noastre socialiste nu a putut fi, pînă acum, decît sporadic. La rîndul lor, cadrele tehnice din industrie nu au avut cum să se obișnuiască să ceară un concurs permanent din partea fizicienilor pentru tratarea pe baze științifice a problemelor ce le au de rezolvat.

II

Cu toate acestea, măsuri de îndreptare a situației s-au luat de timpuriu, mai întîi prin reforma învățămîntului, cu care ocazie s-au creat specializări de fizică la aproape toate universitățile din țară, cu programe mult lărgite, atît în ceea ce privește părțile experimentale, teoretice, cît și cele aplicative. S-a înființat apoi aspirantura, ca un studiu de pregătire superioară a viitorilor cercetători. Pe aceeași linie a intervenit în urmă și Academia, în ale cărei institute, cercetarea și ridicarea nivelului de pregătire științifică și tehnică a tinerelor cadre trebuie să atingă un nivel foarte înalt.

Vom discuta în cele ce urmează, asupra modului în care se înțelege să se îndeplinească această sarcină la Institutul de fizică al Academiei R.P.R.

III

Prima problemă, pe care o ridică o asemenea discuție, privește alegerea, dintre absolvenții facultăților de fizică, a acelor tineri care sînt apți pentru cercetarea științifică la nivelul foarte înalt pe care trebuie să-l atingă cu timpul lucrările ce se întreprind la Institutul de fizică.

*) Notă prezentată Institutului de fizică la data de 12 martie 1954.

Interesul absolvenților pentru încadrarea lor în Institut este foarte mare, ei dorind să lucreze acolo la teme interesante și moderne, cu ajutorul unei puternice baze materiale mereu în creștere. Dintre aceștia trebuie aleși cu grijă, și mai ales cu competință, acei care au dovedit că posedă calități esențiale pentru un viitor cercetător. Este evident că foștii profesori și asistenți ai acestor tineri și, în special, cei din ultimii ani de studii, au putut să-și dea seama care dintre ei sînt pătrunși de dorința de a cunoaște, sînt stăpîniți în muncă de elan generos, dispuși la o ucenicie îndelungată, la lucrul cu răbdare a mîinilor și a minții. De aceea socot că rezultatul consultărilor cu foștii profesori și asistenți ai candidaților este hotărîtor la alegerea viitorilor colaboratori științifici.

Nu se poate spune că marea majoritate a tinerilor, care fac parte azi din cele patru secții ale institutului pe care le cunosc mai bine: « Electricitate », « Radiații », « Optică » și « Fizică teoretică », nu ar corespunde deziderateloresențiale de mai sus; din contră, unii din ei posedă calități de cercetător în gradul cel mai înalt. Cîteva excepții ivite în trecut s-au eliminat relativ ușor. Acum însă, cînd condițiile de lucru s-au îmbunătățit și continuă să se îmbunătățească sub toate aspectele, se cere o mai mare atenție la primirea de noi elemente.

Dar aceasta nu este totul. Dacă tînărul este într-adevăr bun pentru cercetare, nu înseamnă că i s-ar potrivi tot atît de bine să lucreze în orice domeniu. Asemenea afinități pentru un gen sau altul de probleme de cercetare există întotdeauna; ele se formează fie prin lecturi, fie datorită unui profesor care reușește să insufle elevilor săi o preocupare mai atentă pentru domeniul pe care îl predă. S-ar părea că dezlegarea acestei situații este foarte simplă: dai tînărului posibilitatea să lucreze acolo unde se simte mai mult atras. Din nefericire, la Institutul de fizică intervin din acest punct de vedere și alți factori care complică problema.

Se constată că un procent relativ ridicat dintre absolvenții de la fizică (cei mai mulți, dintre cei foarte buni) și chiar o bună parte dintre cei proveniți dela institutele tehnice, doresc să lucreze în special în fizica teoretică. Motivul pe care ei îl invocă de obicei este că lor li se par mai moderne și mai interesante problemele de fizică teoretică. A contribuit la încetățenirea acestei păreri și faptul că marea majoritate a revistelor de specialitate, mai ales cele apusene, publică procentual mai multe lucrări teoretice, cele experimentale fiind atinse mai des de interdicția la publicare.

Există însă și alte motive pentru această predilecție. Tinerii cred de multe ori — și aceasta este o vină a școlii — că nu pot face fizică teoretică decît ca atare, închipuindu-și că fizica experimentală se mărginește la niște manipulări mai mult sau mai puțin complicate, care au ca scop exclusiv strîngerea de material documentar, pentru a cărui interpretare este nevoie de cu totul altă pregătire. Ei nu sînt deprinși din școală să înțeleagă că strîngerea materialului experimental și interpretarea lui sînt, în marea majoriate a cazurilor, strîns împletite chiar în aceeași persoană și că ambele operații cer aceeași cunoaștere perfectă a domeniului respectiv.

În sfîrșit, înainte de înființarea Institutului de fizică, sau mai bine zis, înainte de dotarea lui cu o bază materială satisfăcătoare, condițiile în care lucra un fizician experimentator erau destul de grele, pentru ca să pară mult mai comod să faci fizică teoretică. Din fericire, acest motiv nu mai este valabil azi.

Este clar că trebuie luptat contra acestei tendințe de teoreticizare a tinerilor atît din pricina dificultăților cu care se creează în fizica teoretică, cît și din cauza interesului mereu crescînd pe care îl prezintă fizica experimentală și metodele ei pentru economia noastră socialistă. Mai mult decît atît, chiar și viitorii teoreticieni vor avea multe de cîștigat, dacă își vor face ucenicia și vor petrece o bună parte din carieră ca experimentatori. Îndrăznesc să spun că, disciplina experimentală, însușită pe încetul cu prețul unor mari eforturi, dezvoltă nu numai abilitatea manuală, răbdarea și tenacitatea, ci, cel puțin în egală măsură, inteligența, analiza fină, intuiția și mai ales imaginația, calități esențiale și pentru un teoretician. Pe această linie, voi face ceva mai departe propuneri concrete care privesc și pe cei încadrați deja la fizica teoretică.

Să revenim acum la alegerea domeniului de lucru pentru tînărul cercetător. Este evident că el nu poate fi repartizat de cît la o problemă care se află în studiu. Fixarea ei trebuie făcută numai după o prealabilă discuție, dusă cu toată atenția de conducătorii științifici ai institutului, combătîndu-se în mod convingător o eventuală predilecție spre probleme pur teoretice. În rest, trebuie să se dea pe cît posibil satisfacție dorințelor tînărului.

Cu toate că ultimele considerații par banale, am ținut totuși să le prezint aici, pentru că am fost odată martor al unei asemenea greșeli, izvorîte dintr-o insuficientă analiză inițială a pregătirii și a posibilităților a doi tineri nou veniți în institut, care au lucrat aproape un an în probleme la care ei nu puteau da un randament satisfăcător.

IV

Problema imediat următoare și, probabil, cea mai controversată, este aceea a îndrumării muncii tinerelor cadre. Începătorul trebuie să lucreze singur sau în colectiv, să aibă exclusiv preocupări de cercetare sau numai de învățămînt, sau să le îmbine pe amîndouă. Pe aceste teme se discută foarte mult la institutul nostru.

În ce privește ultima chestiune, organele de conducere ale Academiei R.P.R. impun acum ca orice tînăr colaborator să fie atașat, de la început, unei probleme de cercetare incluse în plan, la rezolvarea căreia să contribuie direct. Considerăm aceasta ca o bază pentru discuție.

Punctul de vedere al Academiei prezintă o serie de avantaje care nu pot fi contestate și anume: tînărului i se impune de la început o țintă, ceea ce îl ferește, cel puțin principial, de la împrăștierea eforturilor; îl obișnuiește cu disciplina în munca pe care trebuie să și-o ducă pînă la capăt, într-un interval de timp dinainte fixat; i se oferă satisfacția de a-și vedea o realizare proprie, pentru care și-a dat toată silința, etc.

Se pot ridica totuși și obiecții în anumite cazuri, obiecții care izvorăsc toate din pregătirea insuficientă a tînărului pentru atacarea unor probleme, în special teoretice, la un nivel mai înalt. Într-adevăr, aici mai mult decît oriunde, diferența dintre nivelul cunoștințelor cu care studentul părăsește facultatea și acela la care se află lucrările teoretice moderne, este foarte mare; tînărul are numai decît nevoie de o perioadă suplimentară de pregătire. Dacă pentru acei care sînt aspiranți în cadrul aspiranturii normale lucrurile se rezolvă de la sine, pentru ceilalți trebuie căutată o ieșire. Din discuțiile purtate cu mai mulți dintre colegii noștri, a rezultat la un moment dat, că, ceea ce se impune ar fi atașarea cîte unui tînăr pe lîngă acei membrii ai secției de fizică teoretică care lucrează independent. Această soluție nu ar constitui însă în cazul de față decît un compromis, pentru că cel vîrstnic nu ar face altceva decît să camufleze lipsa posibilităților momentane ale tînărului, iar pe de altă parte, și numărul tinerilor teoreticieni este copleșitor față de al celor vîrstnici (9 din 13). O altă soluție va fi prezentată mai departe.

Să ne oprim acum la tinerii din secțiile cu caracter experimental. Aici nu se mai poate spune că ei ar fi lipsiți de posibilități de contribuție la rezolvarea problemelor de plan, cu atît mai mult cu cît aici există și un plan intern, rezervat construcțiilor de aparate și utilaje de bază, în interiorul căruia se pot găsi teme pentru începătorii aflați la nivele destul de diferite. Bineînțeles că nu este recomandabil să se abuzeze cu construcția de aparate în afară de cele legate de rezolvarea unor teme precise, pentru că asemenea preocupări pot îngusta puternic orizontul tinerilor, în loc să-l lărgească.

Înainte de a trece mai departe, cred că ar fi potrivit să discutăm dacă tinerii trebuie să lucreze singuri sau în colectiv. Cînd zic «singur», înțeleg că respectivul primește îndrumare și control din partea unei persoane calificate, care începe prin a-i lămuri problema și a-i indica tema și metoda de cercetare, dar apoi îl lasă singur — doar controlîndu-l din cînd în cînd — să realizeze instalația experimentală, să o perfecționeze pe măsură ce se descoperă punctele ei slabe, să strîngă rezultate și să le interpreteze. Această metodă, care se aplică aspiranților, nu convine însă decît în rare ocazii colaboratorilor începători dela Institutul de fizică, deși ea se practică pe o scară întinsă.

Motivele sînt mai multe: în primul rînd, ea cere foarte mult timp și planul riscă să nu fie îndeplinit; apoi, tînărul capătă adesea deprinderi ce sînt contrarii muncii în colectiv, care se impune azi ca metodă de lucru în cvasitotalitatea lucrărilor moderne de fizică experimentală.

Susțin deci că începătorul trebuie să fie atașat unui colectiv deja constituit, format cel puțin din două sau trei persoane, care a început sau începe să lucreze la un șir de teme axate pe o problemă definitivată măcar în limite largi.

Avantajele muncii în colectiv pentru un începător sînt nenumărate. În primul rînd, el lucrează în condiții ceva mai strînse, primind un ajutor imediat și eficace din partea celorlalți membri ai colectivului, ceea ce îi scurtează ucenicia, făcîndu-l să devină repede un element productiv. Apoi își însușește de timpuriu caracterele particulare ale muncii în echipă, se deprinde cu disciplina ei, capătă obiceiul să dea și să primească idei într-un spirit de largă colaborare; toate acestea în vederea unor cercetări mai importante și cu mijloace mai mari, la care ar putea să participe în viitor.

Socotesc că îndrumarea tînărului spre munca în colectiv este cu atît mai importantă, cu cît la noi s-a lucrat foarte rar în echipe, și dacă munca individuală de cercetare a fost altă dată aproape singura răspîndită pretutindeni, conducînd la atîtea mari descoperiri, azi, din cauza mijloacelor foarte variate și complicate cu care se atacă o problemă de fizică modernă, un singur om poate din ce în ce mai rar să acopere toate nevoile. În afară de aceasta, contactul strîns între membrii colectivului face ca și problema să se clarifice și să se pună sub forma

cea mai potrivită pentru tratare într-un timp mai scurt, iar controlul pe care toți îl exercită asupra ideilor fiecăruia, ferește mult de greșeli de tratare sau de interpretare. Rolul tînărului în munca colectivului este văzut de noi astfel: se începe prin a se urmări cu atenție, de către unul din membrii mai vîrstnici ai colectivului, punerea lui în problemă și apoi în temă, cu care ocazie este îndrumat să se descurce în materialul bibliografic. Aceasta are o deosebită importanță, cu atît mai mult, cu cît marea majoritate a absolvenților facultăților nu știu să-și strîngă singuri documentarea. I se dă apoi să trateze, la început pe hîrtie, realizarea unui anume dispozitiv experimental. Alegerea acestui subiect, care va constitui prima realizare a începătorului, trebuie făcută de asemenea cu toată grija; conducătorul colectivului, care l-a urmărit în munca de orientare dusă pînă atunci, a putut să observe că tînărul manifestă preferințe pentru anumite părți ale aparaturii. Pe această direcție trebuie îndreptat la început.

În timpul proiectării, el trebuie să se informeze atît asupra posibilităților generale ale atelierelor noastre, cît și asupra posibilităților mașinilor-unelte și a diverselor procedee tehnologice (absolvenții facultății de fizică au mari lipsuri și în domeniul lucrărilor de atelier și în ceea ce privește desenul industrial).

După ce proiectul a fost discutat și aprobat de ceilalți membri ai colectivului și s-au întocmit reperele pentru atelier, se trece la execuție, care trebuie să se facă în prezența tînărului proiectant și, bineînțeles, sub supravegherea unui membru mai cu experiență al colectivului.

În urmă, el poate primi și alte însărcinări cu același caracter, pînă cînd, prin contribuția tuturor, instalația este gata. Tînărul participă apoi activ, alături de ceilalți, la experiențele preliminare. În acest fel se integrează încetul cu încetul în echipă, își însușește modul de lucru al acesteia, devine copărtaș la eventualele ei succese.

Evident că toate acestea nu aduc nimic nou pentru mulți dintre acei care au tineri sub supravegherea lor. Dar, din nefericire, există și cazuri cînd s-a trecut cu ușurință peste cea mai importantă etapă a procesului descris mai sus și anume, nu s-a avut suficientă grijă la inițierea tînărului în problema respectivă. Nu mai departe decît colectivul din care fac parte a persistat cîteva luni într-o greșeală de acest fel, pe care sperăm că am corectat-o acum suficient, ca să nu lase urme prea adînci. Într-adevăr, găsindu-se într-o situație în care lucrează oarecum mecanic, fără să vadă decît țelul absolut imediat, tînărul — dacă nu se simte repede complet demobilizat de la bunele sale intenții inițiale — ajunge să se complacă într-un practicism, din care nu poate ieși niciodată un cercetător. Greșeli de acest fel se mai fac încă la toate cele trei secții experimentale de care mă preocup.

De asemenea, tînărul trebuie chemat și la munca de interpretare a rezultatelor experimentale, pentru a căror dobîndire a contribuit și el, antrenat cu insistență și în această direcție, îndrumat și ajutat să dea și aici o contribuție cît de mică, pentru că din această etapă esențială a procesului de cercetare rezultă, pînă la urmă, tot interesul pe care îl prezintă lucrarea pentru dezvoltările ulterioare de care trebuie să se simtă și el atras.

În plus, modul de a lucra al celorlalți membri ai colectivului, în special al celor mai vîrstnici, trebuie să constituie un bun exemplu educativ. Tînărul trebuie să constate la toți o scrupuloasă onestitate în muncă și o deplină înțelegere asupra problemelor ce le au de rezolvat. El trebuie să mai observe că ceilalți colegi, pătrunși deja de disciplina colectivului, nu se complac în a lua poziții personale ireductibile, că sînt lipsiți de sensibilitate excesivă, sînt gata întotdeauna să dea ajutorul lor complet și sincer. Seminariile interne, despre care vom vorbi mai departe, pot contribui mult, prin atmosfera lor, la această operă educativă, dacă ele sînt străbătute de acel suflu de simpatie și încredere reciprocă, care face ca fiecare dintre cei prezenți să-și spună părerile fără rezervă și nimeni să nu caute să primească fără să dea nimic.

Unui conducător de colectiv i se cer și alte calități, întrucît el este acela care imprimă, de cele mai multe ori, trăsăturile specifice ale colaboratorilor săi.

Un conducător de colectiv trebuie el în primul rînd să urmărească continuu materialele care apar, pentru a putea arăta colectivului său căile cele mai noi de atac în problemele de genul aceleia care se studiază intervenind ori de cîte ori ceilalți și-au epuizat posibilitățile, dar numai atunci, pentru a permite tuturor să se dezvolte.

Un bun conducător de colectiv trebuie să arate tinerilor că a umbla după originalitate numai de dragul originalității este vreme pierdută, trebuie să nu manifeste atitudini de protecție față de unii colaboratori și să-i critice în egală măsură atunci cînd este cazul.

Evident că toate cele de mai sus caracterizează un colectiv perfect. Din multe puncte de vedere, multe din colectivele noastre tind spre această perfecție; există însă și lipsuri mari pe care n-am să le analizez, deoarece această problemă iese din cadrul referatului de față. Țin doar să subliniez încă odată imensa răspundere pe care o au conducătorii colectivelor, în ceea ce privește creșterea cadrelor tinere, pentru că, în ultimă analiză, totul depinde de ei. Or, în momentul de față, marea majoritate, în care se include și subsemnatul, are de răspuns

sau își asumă răspunderea prea multor sarcini, pentru a putea face față într-un mod mai complet și acestei obligații. Cred că toată lumea este de acord că este necesară o reprofilare a preocupărilor noastre, pentru ca problema ridicării cadrelor tinere să înceteze de a mai fi o problemă deschisă.

Înainte de a termina această parte, vreau să mai spun cîteva cuvinte despre controlul formal al tinerilor. El este necesar chiar și acolo unde există un contact permanent, zi de zi, între tineri și vîrstnici.

Controlul trebuie făcut cu toată grija, în așa fel ca pe de o parte să asigure independența tînărului, iar pe de altă parte să constituie un ajutor în munca sa.

Pentru aceasta, se impune să i să ceară planuri și rapoarte săptămînale care îl pot ajuta să ducă o muncă susținută și ordonată.

V

Am arătat mai sus cum reiese din cea mai mare parte a anchetei pe care am întreprins-o, modul în care trebuie să-și ducă începătorul o parte din munca sa. Într-adevăr, aceasta nu este decît o parte, pentru că nu trebuie scăpat din vedere că pregătirea generală a tinerilor trebuie sporită neîncetat. Ea se poate face în mai multe feluri: prin studiul individual, prin seminariile generale și seminariile speciale.

Studiul individual are, fără îndoială, cea mai mare importanță, și de acest lucru trebuie să-și dea seama orice tînăr care a fost găsit bun să facă cercetare științifică. Totuși, la început, el trebuie dirijat, pentru a se evita o activitate dezordonată în perioada în care orientarea generală este încă în formație. Îndrăznesc să afirm că trebuie început cu pregătirea teoretică, adîncindu-se cunoștințele cu care vine din facultate, ceea ce permite tînărului să capete perspective mai largi asupra problemelor de cercetare și numai după aceea să se treacă la studiul atent al problemelor de cercetare, în reviste. Și cu această ocazie el trebuie îndrumat să-și caute singur documentarea. Este necesar să i se insufle tînărului că el trebuie să consacre studiului tot timpul liber de care dispune și nu numai acele ore normale de lucru, în care activitatea experimentală încetează, fie datorită unei lipse momentane de materiale, fie că se așteaptă intrarea în atelier a unui dispozitiv comandat. Este de asemenea nevoie cîteodată ca începătorul să fie convins, prin discuții duse cu toată atenția, că anii tinereții prezintă — pe lîngă atîtea avantaje — și pe acelea de a fi cei mai potriviți pentru asimilarea masivă de cunoștințe de specialitate și că cel care dorește să se consacre cercetării științifice nu trebuie să-i piardă altfel.

Aspirantura lărgită, înființată de curînd și de care trebuie să se facă un uz cît mai mare, oferă un cadru extrem de potrivit pentru ridicarea nivelului de pregătire a tinerilor fizicieni.

În momentul de față, se țin în cadrul secțiilor institutului mai multe seminarii generale, privind domenii mai întinse, care au intrat de curînd în preocupările diverselor colective, seminarii care se dovedesc a fi foarte fructuoase pentru toată lumea. Începătorii trebuie antrenați și aici: la seminarul de fizica solidului, pe care îl cunosc mai bine, tinerii din diverse colective iau parte în mod susținut. Vom remarca în special, contribuția adusă prin referatele lor de A. Iosipescu, Cornelia Moțoc, S. Klarsfeld și G. Comșa care au prezentat bine probleme teoretice destul de grele. Nu trebuie trecut totuși cu vederea că cei mai mulți dintre aceștia își consacră studiului tot timpul lor, primii doi fiind aspiranți la electricitate, iar al treilea făcînd parte din secția de fizică teoretică. Pregătirea lor temeinică le permite să ia adesea parte la discuții.

După ce această etapă de pregătire generală și pentru tineri și pentru mai vîrstnici, va fi depășită, colectivele respective vor trebui să treacă la organizarea seminariilor legate mai strîns de problemele pe care le urmăresc. Astfel de seminarii prezintă întotdeauna cel mai mare interes, atît pentru progresul lucrării, cît și pentru educarea tinerilor, chestiune despre care s-a vorbit mai înainte. Ele trebuie generalizate.

VI

Rămîne încă în suspensie problema antrenării în munca de cercetare a tinerilor de la secția de fizică teoretică. Aș propune ca aceștia să fie afectați pe lîngă colective care urmăresc probleme experimentale, legate — pe cît posibil — de specialitatea teoretică pe care și-au ales-o. Ei vor lua parte în mod normal la viața acelor colective, integrîndu-se cît mai complet, dar vor primi sarcini experimentale mai puțin copleșitoare, pentru a le rămîne timp suficient pe care să și-l consacre studiului lor de bază, pe care îl vor face în orele normale, la locul de muncă al colectivului.

Ce se obține de aici?

1. Legarea activității tînărului de o problemă de plan.

2. Un contact mai strîns cu metode experimentale, deprinderea cu posibilitățile lor, tînărul căpătînd astfel cunoștințe care să-i poată permite să aprecieze și valoarea unei lucrări experimentale pe care ar consulta-o mai tîrziu.

3. Acumularea, alături de colegii experimentatori, a acelor însușiri pe care trebuie să le posede întotdeauna un cercetător.

4. Posibilitatea eventuală ca tînărul să rămînă să lucreze experimental, ceea ce poate fi adesea un cîștig pentru tînărul respectiv, date fiind dificultățile de creare în fizica teoretică. În caz contrar, va dispune totuși de timp suficient pentru pregătirea în cariera căreia s-a dedicat și care trebuie făcută tot sub controlul secției de fizică teoretică.

O problemă oarecum analogă este aceea a tinerilor ingineri electroniști dela secția de electricitate, îndrumați să lucreze la realizări de aparate care nu s-au mai construit niciodată în țara noastră și dintre care, unele reprezintă un interes deosebit, fie pentru industrie, fie pentru completarea aparaturii necesare diverselor instalații din institut.

Aceștia nu fac totuși fizică și nici pregătirea lor de bază nu este cea corespunzătoare unui fizician.

Cu toate acestea, cred că nimeni nu-și închipuie că aportul adus de ei pînă acum ar fi neglijabil. Dimpotrivă, Academia însăși a apreciat de multe ori realizările lor. Într-adevăr, deși asemenea realizări nu ridică probleme propriu-zise de cercetare întrucît se găsesc în literatură indicații suficiente pentru ca acela care dispune de o bună pregătire în domeniul electronic ingineresc să le ducă cu bine la capăt, nu este mai puțin adevărat că unele dintre aceste aparate, construite la secția de electricitate, se bucură de calități remarcabile, ceea ce dovedește existența unor contribuții noi. De exemplu, numărătorii de impulsuri, construiți de colectivul ing. T o m a sînt fără îndoială superiori celor importați, iar electrometrul electronic cu condensator vibrant, realizat de colectivul conf. R. S t e r e și ing. A. G e o r g e s c u, dă rezultate cu totul deosebite. Ambele aparate sînt pentru uzul fizicienilor din institut. O altă serie de aparate au fost construite pentru uzul industriei. Citez: cronometrul electronic, defectoscopul cu ultrasunete, diverse dispozitive pentru măsurarea rapidă, în anumite condiții impuse de practică, a temperaturilor și tensiunilor etc. În toate aceste cazuri, tinerii ingineri, îndrumați cu competență de șefii colectivelor respective, au adus un aport important. Acești tineri au construit și alte dispozitive, de mai mică importanță, pentru uzul colegilor lor fizicieni, ca: amplificatori de curenți continui pentru jojele electronice, oscilatori pentru degazări prin curenți de înaltă frecvență și altele, mult mai bine și mai repede decît le-am fi putut face noi.

În concluzie, tinerii ingineri electroniști de la secția electricitate au contribuit puternic la o serie largă de realizări ale institutului, iar pregătirea lor îi face să fie de mult folos și la tratarea diverselor probleme de fizică. În ultimul caz, ei ocupă însă un rol auxiliar, deși important. Este necesar totuși, ca acei care eventual ar dori să devină apți pentru a ataca ei înșiși probleme de cercetare, nu numai tehnice, științifice, dar și să-și completeze pregătirea științifică. Pentru aceasta propun:

1. Să fie atrași mai mulți (nu cîte unul ca pînă acum) în jurul aceleiași probleme tehnice de plan, ceea ce va aduce pe de o parte un spor de emulație iar pe de altă parte, mai mult timp pe care să și-l consacre pregătirii generale.

2. Să înceapă studiul sistematic al fizicii experimentale sub conducerea fizicienilor mai vîrstnici, după sistemul care se practică acum la secția de fizică teoretică.

3. Să urmeze la Facultatea de fizică cursurile de fizică teoretică (cîte unul pe an), la care să fie obligați să dea și examen.

4. Să fie îndrumați să ia parte la ședințele de referate ale colectivelor de fizică.

5. În sfîrșit, să fie atrași spre probleme de cercetare propriu-zise.

Desigur că nu toți se vor prinde la o astfel de reformă a activității lor. Ceilalți vor rămîne însă ca auxiliari foarte prețioși pentru multe colective.

VII

O altă chestiune care cred că merită a fi discutată, privește legătura cu practica a activității tinerilor fizicieni de la I.F.A. Spuneam mai înainte că pînă azi s-a făcut foarte puțin pentru pătrunderea fizicienilor în industrie. Aceasta se datorește, într-o măsură oarecare, rezistenței pe care o opun încă și acum o seamă de ingineri, la amestecul fizicienilor în treburi pe care le socot numai ale lor. Numărul de fizicieni angajați azi în întreprinderi productive este foarte scăzut.

Este foarte adevărat că pregătirea cu care tinerii fizicieni ies din facultate este insuficientă pentru ca ei să poată ataca singuri problemele pe care eventual li le-ar pune industria, ceea ce

— trebuie să recunoaștem — nu li se întîmplă și tinerilor ingineri pentru problemele ce le sînt proprii.

Fizicianului care lucrează în industrie, i se cere să fie familiarizat cu o serie de tehnici proprii fizicii experimentale și care nu se studiază acum în facultate decît într-un mod insuficient, i se pretinde apoi să aibă o largă perspectivă științifică, perspectivă care să se întindă și asupra aspectului tehnologic și, în parte, și economic al problemelor ce le are de studiat. Ca urmare, tinerii absolvenți mai au încă nevoie de un număr de ani de lucru intens, în laboratoare de cercetare gata organizate, și de preocupări variate în legătură cu industria, înainte de a putea păși ei înșiși în asemenea probleme.

De aceea conducătorii de colective, în special acei care îndrumează și tineri, trebuie să fie preocupați de a extrage din orice cercetare de laborator și aspectul practic, fie că aceasta se pretează ea însăși la aplicații, fie că numai metodele utilizate pot fi întrebuințate și în tehnică; tinerii trebuie făcuți totdeauna atenți asupra acestor diverse aspecte și asupra contribuției pe care o pot aduce ei înșiși la ridicarea nivelului tehnicii în țara noastră. În plus, aproape în toate laboratoarele institutului vin azi spre rezolvare diverse probleme practice, citeodată foarte mărunte, dar de interes imediat, propuse de întreprinderi și ministere. Tinerii trebuie antrenați la rezolvarea lor, bineînțeles cu chibzuială, pentru a nu-i abate prea mult de la sarcina lor principală.

Căpătînd astfel în laboratoarele Academiei o pregătire detaliată pe care școala nu le-o poate da, fizicienii noștri vor putea intra apoi și în industrie, pentru a rezolva pe loc problemele puse de tehnicieni, ca și pe acelea care nu pot fi întrevăzute decît prin prisma unei largi pregătiri științifice. Acolo vor putea să facă apoi ei înșiși școala necesară perpetuării contribuției fizicienilor la progresul tehnicii respective. De altfel, s-a mai procedat așa la noi, obținîndu-se rezultate foarte bune, însă din nefericire cu totul sporadic. Aceste cazuri izolate nu au fost, după părerea mea, suficient popularizate, pentru ca toată lumea să tragă concluziile ce se impun.

*

După cum se vede, problema creșterii tinerelor cadre de fizicieni este extrem de complexă. Referatul de față nu cuprinde de altfel decît acele aspecte care ni s-au părut mai importante. Reiese, cred, din cele de mai sus, că la I.F.A. s-au făcut destul de multe lucruri bune în această privință. Rezultate și mai bune se vor obține, dacă toți fizicienii noștri calificați vor considera munca cu cei tineri ca una dintre cele mai importante aspecte ale activității lor.

PENTRU O CLARIFICARE IDEOLOGICĂ ÎN PROBLEMELE FUNDAMENTALE ALE FIZICII

Ca toate științele naturii, fizica are ca obiect de studiu materia în mișcare, realitatea obiectivă, existentă în afara conștiinței noastre și independentă de ea. Bineînțeles, fizica este nevoită să împartă această sarcină prea vastă cu celelalte științe ale naturii, limitîndu-se la studiul formelor celor mai simple ale mișcării materiei, mișcarea fiind înțeleasă în sensul larg de schimbare, de transformare.

Descoperind mereu noi particularități și legi ale acestor forme de mișcare, pătrunzînd tot mai adînc în cunoașterea lor, fizica are nevoie de o serie de noțiuni cu ajutorul cărora se descrie ceea ce a descoperit. Pe măsură ce cunoașterea înaintează, se îmbogățește și conținutul noțiunilor cu care lucrează fizica, apar unele noțiuni noi și dispar altele vechi, care reflectau în mod greșit realitatea.

Interpretarea corectă a teoriilor fizice și dezvăluirea conținutului real al noțiunilor de bază este de cea mai mare importanță pentru dezvoltarea mai departe a științei. Se pot da numeroase exemple cînd atitudinea conservatoare în fața noțiunilor fizice, uitarea caracterului lor istoric limitat a încătușat gîndirea unor mari oameni de știință și a paralizat pentru o anumită perioadă dezvoltarea fizicii.

Ținînd seamă de toate aceste fapte, conducerea Institutului de fizică a luat hotărîrea de a organiza largi discuții pe marginea problemelor fundamentale ridicate de fizica modernă.

Ca primă temă de discuție a fost aleasă problema masei și energiei, iar pregătirea discuției a fost încredințată secției de fizică teoretică a institutului. Ca materiale de bază în discuții s-au utilizat articolele publicate în revista sovietică Uspehi fiziceskih nauk *).

După ce au fost discutate în secția de fizică teoretică în cursul lunii decembrie 1953, aceste materiale au fost prezentate în două referate în cadrul ședințelor săptămînale ale institutului.

In primul referat, ținut la 19 ianuarie 1954 de către S. K l a r s f e l d, s-au trecut în revistă tezele dezvoltate în raportul lui I. V. K u z n e ț o v, intitulat *Impotriva denaturărilor idealiste ale noțiunilor de masă și energie* **). In cele ce urmează redăm textul prescurtat al acestui referat.

★

A. Conținutul noțiunilor de masă și energie. Conceptul de masă a fost introdus întîi în studiul fenomenelor de inerție (masă inertă). Cam tot în aceeași vreme (secolul XVII-lea) el a fost legat și de fenomenele gravitaționale (masă grea). Aici nu trebuie să ne lăsăm înșelați de aparențe. Masa inertă și masa grea sînt *a priori* două mărimi fizice distincte, definite în mod independent și caracterizînd două proprietăți obiective diferite ale unui corp. Faptul că utilizăm același cuvînt — masă — pentru a le desemna pe amîndouă, reflectă o lege fizică foarte profundă, al cărei enunț ar fi cam următorul: pentru un corp dat, cele două mărimi — masa grea și masa inertă — au valori numerice egale. Este meritul lui N e w t o n de a fi întrevăzut în mod genial legătura indisolubilă între masa grea și cea inertă, pe care experiențele foarte precise ale lui E ö t v ö s (1890) au stabilit-o cu toată certitudinea. Existența acestei legi obiective a naturii a permis contopirea celor două mărimi într-una singură, masa, adică formarea unei noțiuni mai cuprinzătoare, a cărei sferă să înglobeze atît atributele inerțiale, cît și pe cele gravitaționale. Conservarea masei unui sistem izolat în toate transformările fizice și chimice pe care le suferă (L o m o n o s o v, L a v o i s i e r), întărește valoarea gnoseologică a conceptului de masă.

Dezvoltarea fizicii a mers pe linia extinderii treptate a noțiunii de masă de la corpurile macroscopice la particulele elementare și la cîmpuri.

Rolul masei ca o caracteristică de prim ordin a materiei reiese deosebit de clar în evidență în construcția tabloului periodic al elementelor. M e n d e l e e v a sezisat în mod genial acest rol deosebit al masei, alegînd ca principiu de coordonare așezarea elementelor în ordinea maselor atomice crescătoare. De asemenea, masa joacă un rol important în determinarea proprietăților particulelor elementare. Spre deosebire de fizica clasică, în care masa era o proprietate dată a corpurilor, independentă de mișcarea lor și de condițiile materiale înconjurătoare, fizica modernă ridică problema naturii masei, adică în fond problema explicării inerției.

La definirea masei (și în general a oricărei mărimi fizice) trebuie să se țină seama de toată bogăția conținutului acestei noțiuni, pentru a nu o trunchia, pentru a nu prezenta numai un singur aspect izolat al ei. « Pornind de la ansamblul faptelor cunoscute astăzi putem spune că masa este o proprietate universală a obiectelor fizice, care determină inerția și interacțiunile lor gravifice și care împreună cu sarcina și spinul determină tipul legilor de mișcare a microobiectelor și stabilitatea lor fizică internă; în toate procesele fizice și chimice masa nu dispare și nu se naște din nimic » ***). Nu trebuie uitat însă că masa este numai o proprietate a materiei (e drept din cele mai importante, dar totuși numai una din proprietățile ei) și ca atare este inadmisibil să se identifice masa cu materia însăși.

În ceea ce privește noțiunea de energie, aceasta este idisolubil legată de mișcare, adică de schimbarea stării (mecanice, termice, electrice etc.) a sistemelor materiale. Este esențial faptul că mărimile care caracterizează un obiect dat nu formează un ansamblu de proprietăți independente, ci sînt legate, se condiționează reciproc și într-un mod specific obiectului dat. De aceea orice proces fizic real înglobează simultan, și într-o măsură sau alta, mai multe forme de mișcare. Așa de pildă variația cîmpului electric într-un izolator este legată de o degajare de căldură, de o variație de volum (electrostricțiune) etc. Una dintre cele mai însemnate cuceriri ale științelor naturii a fost stabilirea faptului că diversele forme de mișcare se pot transforma una în alta. Aceasta permite introducerea unei măsuri comune pentru diversele forme de mis-

*) 1952, vol. XLVIII, nr. 2. Traduse la Institutul de studii romîno-sovietic. Unul dintre ele (articolul lui E. V. S p o l s k i, *Despre legătura dintre masă și energie*) a apărut în Analele romîno-sovietice, seria matematici-fizică, 1953, nr. 3, p. 27.

**) Raport prezentat în ședința consiliului științific al secției de materialism dialectic a Institutului de filozofie al Academiei de Științe a U.R.S.S. din 13 mai 1952. Textul lărgit al raportului a fost publicat în U.F.N. 1952, t. XLVIII, nr. 2, p. 221—262.

***) I. V. K u z n e ț o v, loc. cit., p. 227.

care, de pildă după capacitatea lor, de a produce o variație determinată în starea unui sistem fizic simplu (ridicarea unei greutăți). Fizica a reușit să stabilească expresiile acestei măsuri a mișcării în funcție de parametri, de stare ai sistemelor materiale (coordonate, viteze, presiune, volum, temperatură, intensitățile cîmpurilor electrice și magnetice etc.). Energia este tocmai « Măsura mișcării materiei în toate transformările ei dintr-o formă într-alta » *).

Experiența a arătat că în toate procesele fizice, diferitele forme de energie se transformă în raporturi determinate. Aceasta este legea conservării și transformării energiei și constituie expresia fizică a tezei materialismului dialectic, după care « mișcarea ca și materia însăși nu poate fi creiată nici distrusă »**).

Faptul că energia se exprimă în funcție de mărimi ce caracterizează din punct de vedere fizic materia, arată că ea este indisolubil legată de materie, că depinde de proprietățile ei și este determinată de aceasta. De aceea, energia nu poate fi concepută ruptă de materie, ca « energie pură ».

Clasicii marxism-leninismului au acordat o mare atenție legii conservării și transformării energiei. Engels a fost primul care a dezvăluit conținutul ei profund materialist. El vedea în această lege dovada științifică a «unității întregii mișcări din natură» ***). Engels a subliniat alături de aspectul cantitativ al legii și aspectul ei calitativ, iar Lenin o denumește în mod curent « legea conservării și transformării energiei » ****).

B. Devierile idealiste. După ce amintește pe scurt concepțiile idealiste « clasice » ale lui Weber, Mach și Poincaré, a căror trăsătură comună era interpretarea subiectivistă a masei, negarea masei ca proprietate obiectivă a materiei (este tipică afirmația lui Poincaré cum că «masa e un simplu coeficient numeric în ecuațiile mecanicii, comod de introdus în calcule») *****). Kuznețov trece la analizarea procedeelor moderne ale idealismului fizic de denaturare a noțiunii de masă, insistînd mai ales asupra curentului operaționalist. Se amintesc apoi o serie de încercări neizbutite de a îngrădi valabilitatea legii de conservare și transformare a energiei și de a minimaliza importanța ei în științele naturii: proclamarea inaplicabilității legii la procesele din natura organică, compararea însemnătății ei cu aceea a legii lui Boyle-Mariotte pusă sub forma $\log p + \log V = \text{const.}$ (Mach), înlocuirea conservării riguroase a energiei în procesele elementare printr-o conservare statistică în medie, a energiei (Bohr, Kramers, Slater).

Idealismul fizic modern a reînviat și teoria « morții termice » a universului, după care energia, deși se conservă cantitativ, se « degradează » treptat, pierzînd capacitatea de a se transforma, astfel încît la un moment dat nici un proces nu va mai fi posibil în univers. Engels a supus la timpul său unei critici nimicitoare această pseudoteorie, arătînd că « indestructibilitatea mișcării trebuie înțeleasă nu numai în sens cantitativ, ci și în sens calitativ. Materia, a cărei deplasare pur mecanică, deși conține în sine posibilitatea unei transformări în condiții favorabile, în căldură, electricitate, acțiune chimică, viață, dar care nu este în stare să dea naștere prin sine însăși acestor condiții, o asemenea materie a suferit o anumită pierdere în mișcarea sa » ******).

Un loc deosebit este acordat de Kuznețov criticii energetismului. Se știe că W. Ostwald, creatorul acestui curent, lăsîndu-se condus de rolul din ce în ce mai important pe care-l juca energia în științele naturii, s-a străduit să demonstreze că aspectul energetic al fenomenelor ar epuiza tot conținutul lor. În realitate, conceptul de energie, prin însăși generalitatea sa nu poate cuprinde toate particularitățile calitative ale formelor fizice de mișcare a materiei, nici măcar ale unei asemenea forme simple cum este deplasarea mecanică. Energia este o măsură globală a mișcării materiei, în care toate trăsăturile specifice unei forme sau alteia de mișcare se șterg. Principala concluzie la care ajungea Ostwald era că materia poate fi eliminată din natură, că toate procesele care se produc în natură sînt procese între energii și că energia este « substanța » cea mai generală. Aceasta înseamnă despărțirea mișcării de materie, considerarea energiei ca o esență independentă. Energetismul a primit încă din primele zile ale existenței sale o ripostă serioasă din partea fizicienilor materialiști (Stoletov, Boltzmann). Deosebit de mult a fost discutată pe atunci negarea atomismului de către Ostwald, la care acesta fusese condus de întreaga sa concepție. De aceea, în faptul că Ostwald a fost silit pînă în cele din urmă să recunoască existența atomilor, unii văd însăși prăbușirea energetismului. În realitate, după cum scria chiar Ostwald, « energetismul

*) I. V. Kuznețov, loc. cit., p. 229.
**) Fr. Engels, *Anti-Dühring*. Ed. P.M.R., București, 1952, p. 71.
***) Fr. Engels, *Dialektika prirodi*. Gospolitizdat, Moscova, 1950, p. 155.
****) I. V. Lenin, *Materialism și empiriocriticism*. Ed. P.M.R., București, 1948, p. 374.
*****) H. Poincaré, *La science et l'hypothèse*, Flammarion, Paris, p. 127.
******) Fr. Engels, *Dialektika prirodi*. Gospolitizdat, Moscova, 1950, p. 16—17.

nu a avut de loc de suferit, deoarece el reprezintă o formație universală de noțiuni și nu depinde de faptul că atomii există sau nu *).

L e n i n a dezvăluit pînă la rădăcină esența filozofică reacționară a energetismului, arătînd că ea constă în încercarea de a rupe mișcarea de materie. Dezvoltarea ulterioară a energetismului a mers tocmai pe calea adîncirii acestei încercări, în legătură cu succesele fizicii moderne, în special cu descoperirea relației dintre masă și energie ($E = mc^2$), care ar dovedi, chipurile, că pînă și materia se reduce la energie. Interpretările idealiste greșite ale acestei relații, după care ea ar arăta că masa (sau chiar materia) se transformă în energie și reciproc, se bazează pe înțelegerea greșită a unor fapte fundamentale din fizica modernă, cum sînt defectul de masă și transformările electron-pozitron în fotonie ($e^+ + e^- \gamma$).

În continuarea raportului său, K u z n e ț o v analizează devierile energetiste manifestate în lucrări ale unor fizicieni și chimiști sovietici (A. F. I o f f e, T. P. K r e v e ț, I. K. S î r k i n, A. F. K a p u s t i n s k i, S. Z. R o g h i n s k i, E. V. S p o l s k i), precum și ale unor filozofi sovietici (A. A. M a x i m o v). Cauzele apariției acestor concepții greșite în literatura sovietică trebuie căutate, după K u z n e ț o v, în primul rînd, «în însușirea insuficientă a operelor clasicilor marxism-leninismului și în atitudinea necritică a unor savanți sovietici față de concepțiile și teoriile savanților burghezi din străinătate», și în al doilea rînd, în păstrarea concepției învechite după care, «materie» este numai substanța ponderabilă în nerecunoașterea cîmpului ca o formă specială a materiei. De aici, concepția că fotonii sînt «energie pură independentă iar procesul $e^+ + e^- \gamma$ un proces de «dematerializare», în timp ce în realitate materia rămîne materie schimbîndu-și numai înfățișarea, suferind o transformare calitativă. Sistemul de fotoni format are tot atîta masă și tot atîta energie ca și sistemul inițial și nu a avut loc nici o transformare a masei în energie. Ceea ce este esențial, după cum a remarcat S. I. V a v i l o v (și ceea ce poate induce în eroare) este faptul că o mare cantitate de energie ($2m_0c^2$), dintr-o formă inaccesibilă, pasivă, devine dintr-odată complet accesibilă, luminoasă.

În ultima parte a raportului său, K u z n e ț o v supune criticii denumirea curentă a relației $E = mc^2$ ca «legea echivalenței dintre masă și energie», arătînd că ea nu reflectă în mod corect esența legii și propune în loc denumirea de «legea interdependenței dintre masă și energie».

★

Al doilea referat a fost ținut la 16 februarie 1954 de către D. B o g d a n, care a prezentat principalele puncte de vedere din restul materialelor sovietice. Redăm în continuare și textul prescurtat al acestui al doilea referat.

★

Scopul referatului era de a prezenta noi puncte de vedere, care să constituie o bază pentru ducerea mai departe a discuțiilor, în vederea lămuririi și adîncirii principalelor probleme legate de noțiunile de masă și energie și anume: dacă masa și energia, în stadiul actual al fizicii, se pot considera ca formînd o singură mărime fizică sau nu; dacă avem o singură lege de conservare pentru aceste două mărimi; ce trebuie să se înțeleagă prin mărimi calitative deosebite.

În prima partea a referatului s-a făcut o scurtă trecere în revistă a dezvoltării problemei cîmpului material insistîndu-se în special asupra cîmpului electromagnetic. S-a arătat cum dezvoltarea cunoștințelor noastre despre cîmpul electromagnetic a răsturnat dogma valabilității universale a mecanicii lui Newton și prin aceasta, concepția mecanicistă, metafizică, asupra naturii a primit o lovitură hotărîtoare. Acest lucru s-a întîmplat și cu noțiunile definite cu ajutorul legilor mecanicii, deci și cu masa și energia. Dezvoltarea fizicii cîmpului ne-a arătat că materia nu trebuie concepută numai sub formă de substanță (adică atomi, molecule etc.), așa cum o concepea gîndirea mecanicistă, ci și ca existînd sub forma cîmpului material care se supune unor legi calitativ noi. Descoperirea presiunii luminii de către L e b e d e v, cît și descoperirea inerției de cîmp a electronului au dus la o îmbogățire a noțiunii de masă. Ulterior, teoria relativității a împins mai departe cunoașterea, arătînd valabilitatea universală, nu numai pentru electron, a relației de dependență a masei de viteză și a stabilit cunoscuta relație dintre energie și masă.

Din discuțiile autorilor sovietici în problema masei și energiei, articolele lui B u t o v - S w i d k o v s k i și S u v o r o v se ocupă mai pe larg de problema cîmpului. Primii doi sînt de părere că unul din izvoarele principale ale greșelilor care se fac în problema masei și energiei este reprezentarea fotonului ca o particulă de energie pură. Or, experiența arată clar

*) W. O s t w a l d, Autobiografia, t. II, p. 185.

că fotonul posedă și masă și impuls, iar masa fotonului este o masă în sensul adevărat al acestui cuvînt, adică posedă și proprietăți gravitaționale și proprietăți inerțiale. După ei, proprietățile calitative ale masei sînt exprimate prin proprietatea calitativă a inerției, iar legile de conservare a masei și energiei sînt legi distincte ale unor mărimi distincte. De aici autorii trag însă concluzia, care din punct de vedere fizic este de nesusținut, că la ciocnirea a două corpuri o substanță încă necunoscută trece de la un corp la celălalt.

După S u v o r o v, schimbarea masei și schimbarea energiei corp fizic, sînt două aspecte ale unui singur proces și anume schimbarea legăturilor sale cu cîmpul material. După el, masa este determinată de totalitatea legăturilor corpului cu sistemul fizic, a legăturilor realizate prin cîmp. Corpul în mișcare își schimbă aceste legături, iar măsura mișcării se face tocmai în măsura schimbării acestor legături. Iar cum energia este mărimea fizică care exprimă măsura mișcării, atunci propoziția că măsura mișcării se face tocmai în măsura schimbării legăturilor corpului cu cîmpul exprimă tocmai conținutul legii $E = mc^2$. S u v o r o v critică pe acei care susțin existența unor legi distincte de conservare pentru mărimile distincte de energie și masă, dar apără această teză de pe pozițiile înțelegerii mecanice a mișcării. El arată că de pe aceste poziții, această teză e științific de nesusținut și duce la concluzii absurde, de felul aceleia că la ciocniri ar trece de la un corp la altul o substanță încă necunoscută. Fără să indice un nume, totuși critica lui S u v o r o v se aplică bine, în unele privințe, punctului de vedere al lui B u t o v și S w i d k o v s k i.

Deși teoria relativității și teoria cîmpurilor și a particulelor elementare a obținut în ultimul timp unele rezultate importante, totuși în ceea ce privește lămurirea noțiunilor de masă și energie, mai sînt greutăți mari. Aceste dificultăți apar chiar în cadrul teoriei maxwelliene a cîmpului electromagnetic cu sarcini, unde, din cauza nerespectării de către această teorie a unor condiții relativiste, exprimate sub forma așa-numitelor relații definirea unei mase de cîmp întîmpină dificultăți și nu poate fi făcută. De asemenea, în electrodinamica cuantică actuală persistă încă dificultăți provocate de masa proprie și de energia proprie, infinite, ale electronilor. E clar că înlăturarea dificultăților legate de masă și energie va avea ca rezultat un progres esențial al teoriei fizice.

În continuare, în referat au fost prezentate diferitele puncte de vedere care au fost ridicate de discuțiile autorilor sovietici în problema masei și energiei.

După acad. F o c k, între masă și energie există un raport analog ca între masa inertă și masa grea: adică sînt numeric egale, dar reprezintă proprietăți deosebite. Căutînd să explice de ce în fizica clasică masa și energia nu se exprimau prin același număr, F o c k introduce noțiunile de «fracțiune activă» a energiei și de «fracțiune pasivă».

În articolul lui F r i ș, se susține punctul de vedere că, deși avem indicii că masa și energia ar forma o mărime fizică impusă (existența în teoria relativității a tensorului maselor, care exprimă și proprietățile masei, energiei și impulsului), totuși în stadiul actual al fizicii, afirmația că masa și energia ar forma o singură mărime nu poate fi susținută. După F r i ș, ar exista o echivalență totală între masă și energie, dacă s-ar putea realiza *orice* variație a masei sistemului pe calea acțiunilor exterioare (de ex., prin lucru mecanic). Dar acest lucru nu e posibil, atîta timp cît nu există în natură perechi de antiparticule asemănătoare perechii electron-pozitron (proton-antiproton, neutron-antineutron etc.). Or, acest lucru nu e dovedit azi pe deplin.

În încheierea referatului s-a arătat existența în țările imperialiste a unui front militant al energeticienilor moderni, variantă a idealismului fizic, care se folosește de greutățile întîmpinate încă de fizică, în lămurirea noțiunilor de masă și energie, pentru a interpreta greșit rezultatele fizicii și a introduce idealismul sub o mască «științifică». Rădăcinile gnoseologice ale acestui curent sînt aceleași cu ale energetismului lui O s t w a l d, demascat demult de L e n i n. Lămurirea conținutului noțiunilor de masă și energie, înlăturarea greutăților teoretice legate de aceasta, pe lîngă că va împinge înainte fizica, va contribui la înlăturarea curentului energetist-idealist, care constituie o piedică în dezvoltarea fizicii.

ACTIVITATEA INSTITUTULUI DE FIZICĂ

ŞEDINŢELE INSTITUTULUI

În perioada 1 februarie 1954 — 1 iulie 1954, au avut loc o serie de şedinţe plenare ale Institutului de fizică al Academiei R.P.R., în care au fost prezentate Comunicările şi Referatele de mai jos:

9 FEBRUARIE 1954

Tr. Gheorghiu, *Dezvoltarea teoriei cîmpului electromagnetic în lucrările fizicienilor.*

16 FEBRUARIE 1954

D. Bogdan, *Concepţia despre masă şi energie în fizica modernă.*

23 FEBRUARIE 1954

V. Sergiescu, *Teoriile stării lichide.*

2 MARTIE 1954

F. Lăbuşcă şi T. Teitel, *Influenţa caracteristicilor granulare asupra proprietăţilor magnetice ale aliajelor sinterizate* Al, Ni, Fe.

9 MARTIE 1954

M. Bădănoiu, *Schimbătorii de ioni şi importanţa lor.*

L. Fihman, *Realizările sovietice în domeniul pilelor cu combustie.*

23 MARTIE 1954

D. Cismaru, *Contribuţiuni la studiul echilibrului* $SO_2 + 2CO$.

A. Gelberg, *Lucrări sovietice în domeniul emisiunii termoelectronicii.*

6 APRILIE 1954

I. Ausländer, C. Bercea şi E. Friedländer, *Despre determinarea masei particulelor încărcate în emulsii fotografice groase pentru cazul cînd nu se opresc în emulsie.*

13 APRILIE 1954

C. Bercea şi E. Friedländer, *Asupra studiului unei traiectorii V cu caracteristici neobişnuite.*

20 APRILIE 1954

O. Hörer, *Rolul suprafeţelor în sistemele coloide şi metodele de evaluare.*

4 MAI 1954

A. Hristev, *Teoria lui Rumer în cazul simetric sferic.*

★

În cadrul seminariilor de fizica solidelor şi teoria cuantică a cîmpurilor, s-au continuat referatele şi prelegerile cu subiectele menţionate în numărul anterior al revistei, la această rubrică. Seminarul de propagarea căldurii s-a ţinut în intervalul 22 februarie — 8 mai 1954, şi a cuprins 11 şedinţe.

RECENZII

I. GROSZKOVSKI: *Generarea oscilațiilor de înaltă frecvență și stabilizarea frecvenței* (trad. din limba polonă), Moscova, 1953.

Generarea oscilațiilor electrice de înaltă frecvență constituie problema centrală a radiotehnicii.

Amploarea impresionantă, pe care acest domeniu al tehnicii a luat-o în ultimele decenii, a fost determinată în cea mai mare măsură de descoperirea și continua perfecționare a metodelor și dispozitivelor de producere a acestor oscilații. Dar dezvoltarea telecomunicațiilor și mai ales necesitatea satisfacerii unor cerințe de exploatare din ce în ce mai rigide, au adus cu timpul pe primul plan al importanței o nouă problemă, astăzi indisolubil legată de prima și nu mai puțin complexă decît ea: stabilizarea frecvenței oscilațiilor produse în generatorii de înaltă frecvență.

Studiului acestor două capitole de bază ale radiotehnicii le este dedicată cartea prof. Groszkovski: *Generarea oscilațiilor de înaltă frecvență și stabilizarea frecvenței* apărută în limba polonă la Varșovia în anul 1947 și în traducere rusă, la Moscova în 1953. Autorul cărții, membru activ al Academiei de Științe Polone, este un savant renumit, cunoscut unor cercuri largi de radiotehnicieni, datorită contribuțiilor esențiale, aduse de-a lungul a două decenii, la studiul generării și mai ales al stabilizării frecvenței oscilațiilor de înaltă frecvență.

În cartea prezentată, autorul se limitează la domeniul deja clasic, al frecvențelor înalte, excluzînd domeniile, mai recent abordate, ale frecvențelor foarte și ultraînalte, așa încît, data relativ veche a apariției cărții nu afectează întru nimic perfecta valabilitate a conținutului ei. Meritul deosebit al cărții constă în faptul că adună pentru prima dată în literatura de specialitate, în mod sistematic și complet, material informativ dispersat de-a lungul a 15 ani în zeci și sute de publicații periodice din lumea întreagă. Trebuie mai ales accentuat că, din punctul de vedere al generalității ei, cartea prof. Groszkovski este — dacă ne limităm la domeniul frecvențelor înalte — unică în literatura mondială, deoarece consideră cele mai variate tipuri de generatori — cu și fără tuburi — și cele mai diferite metode de stabilizare a frecvenței, electrice și electromecanice.

În tratarea subiectului cărții, autorul încearcă o sistematizare bazată pe principiul cronologic. Fiecare capitol reprezintă o etapă în dezvoltarea tehnicii generării oscilațiilor de înaltă frecvență.

Astfel, capitolul întîi cuprinde prezentarea clasificării, foarte complete, a generatorilor, avînd un caracter introductiv. În capitolul al doilea autorul începe prin tratarea generatorilor cu mașini, care reprezintă o încercare de producere a oscilațiilor de frecvență ridicată, prin metode încă specifice tehnicii curenților tari. Autorul expune principiul funcționării generatorilor cu mașini, enumeră dificultățile de producere a oscilațiilor de înaltă frecvență, cu ajutorul lor și descrie cîteva tipuri de astfel de generatori, ca: generatorii acustici de mică putere (mașina lui Franck), alternatorul lui Alexanderson, alternatorul lui Schmidt, etc. Prezintă apoi diferite tipuri de regulatori mecanici și electrici, utilizați pentru reglarea turației alternatorilor descriși și, deci, pentru stabilizarea frecvenței tensiunii generate de ei.

Capitolul al treilea cuprinde descrierea primilor generatori de înaltă frecvență bazați pe principiul oscilației sarcinei electrice într-un circuit oscilant și dezvoltă apoi teoria oscilațiilor amortizate, stabilind expresiile matematice ale mărimilor principale care definesc comportarea unui circuit oscilant: intensitatea curentului, tensiunea, frecvența, amortizarea. Descrie apoi diferite tipuri de generatori, de exemplu, cu scîntei întrerupte, cu întreruptor electromagnetic (summer). În sfîrșit dă un exemplu de calcul și încheie cu o scurtă considerare asupra stabilității frecvenței generatorilor, în funcție de variația elementelor circuitului oscilant.

Capitolul al patrulea este dedicat studiului generatorilor de oscilații întreținute. Trebuie subliniat de la început, ca un merit deosebit, caracterul unitar și sistematic al acestui capitol.

Metodele cele mai variate de generare a oscilaţiilor de înaltă frecvenţă sînt ordonate şi studiate pe baza aceluiaşi concept general: rezistenţa negativă. Autorul o defineşte întîi şi expune caracteristicile ei: caracteristica statică, de lucru şi dinamică. Dă apoi o clasificare a rezistenţelor negative şi prezintă, în cadrul ei, diferitele scheme utilizate pentru obţinerea lor. În grupul rezistenţelor negative directe, sînt prezentate: tuburile cu descărcări în gaze rarefiate, arcul electric, dinatronul cu variantele sale, negatronul şi magnetronul şi rezistenţele negative produse prin împărţirea curentului de emisie (schemele cu tetrodă, pentodă, hexodă, etc). În cadrul rezistenţelor negative, obţinute prin inversiune de fază, sînt analizate: schema în cascadă (biotronul), schemele în doi timpi (kallirotronul ş. a.) şi schema în serie. În sfîrşit, ca montaje pentru producerea prin reacţia a rezistenţelor negative, sînt descrise: trioda cu reacţie (de tensiune sau curent) şi magnetronul cu reacţie.

În capitolul al cincilea este expusă teoria matematică generală a tuturor acestor montaje, întîi în ipoteza simplificatoare a unei rezistenţe negative liniare. Deşi reprezentarea matematică a funcţionării tuturor tipurilor de generatori descrişi mai sus este — în liniile ei esenţiale — aceeaşi şi deşi, din motive de sistematizare şi generalizare, autorul a considerat în capitolul anterior generatorii cu reacţie ca un caz particular al rezistenţei negative, în expunerea teoriei generării îi prezintă separat, din cauza esenţei fizice diferite a fenomenului de reacţie. Autorul dezvoltă întîi teoria generatorilor cu rezistenţă negativă, stabilind ecuaţia lor de bază, condiţiile de echilibru ale amplitudinii şi fazei şi posibilităţile de excitare prin rezistenţă negativă a circuitelor oscilante serie şi derivaţie. Apoi trece, mai pe larg, la considerarea generatorilor cu reacţie, expunînd întîi teoria generală a lor aplicînd-o apoi unei serii întregi de scheme concrete ca: schema cu reacţie capacitivă, scheme cu reacţie inductivă, schemele cu reacţie prin transformator, schema cu reacţie prin capacităţile tubului, schema în contratimp, amplificatorul rezonant cu reacţie etc.

Capitolul al şaselea, intitulat *Teoria neliniară a generării*, este, în raport cu importanţa subiectului, insuficient dezvoltat. De altfel, însuşi titlul capitolului nu corespunde în întregime conţinutului lui, deoarece în el se expun numai bazele teoriei cvasiliniare a generării şi calculul corecţiei frecvenţei, impusă de prezenţa neliniarităţii. Trebuie semnalat de asemenea, că o serie de rezerve pot fi făcute în legătură cu valabilitatea explicaţiei dată de autor deviaţiei frecvenţei de la frecvenţa sistemelor liniare, explicaţie, în care se presupune că rezistenţa negativă nu poate reprezenta o sursă de putere reactivă pentru frecvenţa fundamentală. O tratare exactă şi mult mai amplă a problemelor legate de teoria neliniară a generării poate fi găsită în literatura sovietică (vezi lucrările lui Andronov, Haichin, Krîlov, Bogoliubov ş. a.) care ocupă, după cum se ştie, în acest domeniu al ştiinţei primul loc în lume.

Capitolul al şaptelea mult mai amplu ca proporţie decît cele anterioare, tratează problema stabilizării frecvenţei generatorilor cu tuburi. Din analiza expresiei generale a frecvenţei oscilaţiilor, autorul deduce diferitele tipuri de influenţe, care pot afecta constanţa acestei frecvenţe. Analizează întîi influenţa variaţiei elementelor liniare: inductanţa şi capacitatea (influenţe de natură geometrică: dilatări, deformări şi influenţe de natură electrică: efect pelicular, respectiv variaţia lui ε cu temperatura, umiditatea etc.) şi descrie principalele procedee utilizate pentru micşorarea efectului destabilizator al acestor influenţe (termostate cu reglare discontinuă şi continuă etc.). Trece apoi la considerarea influenţelor neliniare şi indică metodele pentru reducerea efectului lor: lucrul fără armonice (lucrul la limita apariţiei oscilaţiilor, întrebuinţarea filtrelor rezonante etc.), lucrul în spectru constant de armonice, stabilizarea tensiunii de alimentare ş. a. Analizează, în sfîrşit, celelalte tipuri de influenţe ca: influenţa curentului de grilă, influenţa tubului (temperatura, umiditatea, vibraţiile mecanice, supraîncărcarea) şi rezumă întreg studiul într-o serie de concluzii generale privind: circuitul oscilant, tubul, schema, şi sursa de alimentare. Ca scăderi ale capitolului pot fi amintite, aceeaşi nesatisfăcătoare interpretare a deviaţiei frecvenţei şi a rolului elementelor reactive suplimentare, adăugate pentru stabilizarea ei, cît şi atenţia mică pe care autorul o acordă unor factori destabilizatori importanţi ca: variaţia fazei excitaţiei şi variaţia sarcinii spaţiale dintre electronii tubului.

Capitolul al optulea, deosebit de complet şi sistematic, este consacrat generatorilor electromecanici, în speţă stabilizării frecvenţei cu ajutorul cuarţului piezoelectric. În el, autorul face o expunere amplă a teoriei efectului piezoelectric în plăcile de cuarţ de diferite tăieturi, a modului de calcul al plăcilor cu coeficient de temperatură al frecvenţei nul şi de asemenea, a teoriei generatorului cu cuarţ. Dă apoi o serie de scheme de oscilatori piezoelectrici cu cuarţ şi turmalină şi încheie, prin considerarea generatorilor mai puţin utilizaţi, generatorii cu diapazon, magnetostructivi şi cu summer. Datorită caracterului său concret şi numeroaselor aplicaţii numerice pe care le conţine, capitolul acesta prezintă un interes neîndoielnic pentru toţi cei care studiază problema stabilizării frecvenţei cu ajutorul cuarţului.

În capitolul al noulea sînt expuse, pe scurt, principiile de funcţionare ale diferitelor tipuri de generatori electronici de frecvenţe foarte înalte, cunoscuţi pînă la data apariţiei cărţii: generatorul cu modulaţie în viteză a electronilor, generatorul cu grilă pozitivă (Barkhausn-Kurtz) şi magnetronul. Capitolul are mai mult un caracter de introducere în tehnica generării frecvenţelor foarte înalte. Trebuie semnalată interpretarea inexactă pe care autorul o dă rolului circuitului oscilant din aceşti generatori, rol pe care-l reduce la extragerea energiei electronilor oscilanţi, desconsiderînd efectul important pe care circuitul, prin oscilaţiile lui, îl are asupra ordonării şi grupării electronilor în lungul traiectoriei lor.

Ultimul capitol al cărţii este rezervat studiului generatorilor de relaxare. După expunerea teoriei generale a proceselor şi sistemelor de relaxare, autorul prezintă diferitele tipuri de circuite: cu reacţie, generatorii cu mai multe tuburi şi, în sfîrşit, generatorii R—C.

Cu toate insuficienţele inerente tratării unui material atît de vast, cartea prof. Groszkovski, prin generalitatea ei, prin caracterul ei sistematic şi concret, prezintă un interes de netăgăduit pentru toţi specialiştii care vin în contact, mai mult sau mai puţin direct, cu problema generării frecvenţelor înalte.

I. Felea

L. V. SOROKIN, V. O. URÎSON, L. A. RIABINKIN, V. A. DOLIŢKI, *Curs de metode geofizice pentru prospectarea zăcămintelor de ţiţei*. Gostoptehizdat, Moscova-Leningrad, 1950.

Literatura de specialitate, pentru geofizica aplicată, atît de necesară în pregătirea tinerelor cadre de ingineri şi specialişti geofizicieni, a fost îmbogăţită prin apariţia cursului de metode geofizice pentru prospectarea zăcămintelor de ţiţei, elaborat de un colectiv condus de cunoscutul profesor L. V. Sorokin. Nu numai atît, dar prin grija Academiei R.P.R., acest curs a fost tradus la Institutul de studii romîno-sovietic şi va fi pus astfel la îndemîna tuturor acelora care se ocupă cu metodele geofizice de prospecţiune.

În general, în acest curs sînt expuse metodic noţiunile generale, bazele teoretice, descrierea aparaturii utilizate şi, în special, practica aplicării pe teren, pentru fiecare metodă de prospecţiune geofizică în parte.

Astfel, lucrarea începe cu o scurtă introducere, în care se tratează: despre considerabila dezvoltare a prospecţiunilor geofizice în U.R.S.S. după Marea Revoluţie Socialistă din Octombrie, în scopul descoperirii de noi zăcăminte de minerale utile, cît şi în scopul explicării şi clarificării geologiei unor regiuni necunoscute din punct de vedere geologic; apoi pe scurt, despre principiile metodelor de prospecţiune geofizică (gravimetrie, magnetometrie, electrometrie şi seismometrie) care au cea mai largă aplicare în prospectarea zăcămintelor de ţiţei, sare, gaze; despre domeniul de aplicare a prospecţiunilor geofizice în industria petrolieră şi, în fine, despre metodica interpretării geologice a datelor geofizice. Se trece apoi la dezvoltarea fiecărei metode în parte, fără să li se dea o amploare mai mare decît cea cerută de scopul cursului.

Cursul este împărţit în cinci părţi mari, în care sînt dezvoltate:

I. *Prospecţiunea gravimetrică* de L. V. Sorokin
II. *Prospecţiunea magnetică* de V. O. Urîson
III. *Prospecţiunea electrică* de V. O. Urîson
IV. *Prospecţiunea seismică* de L. A. Riabinkin
V. *Interpretarea geologică a datelor furnizate de măsurătorile geofizice* de V. A. Doliţki.

În partea întîia, L. V. Sorokin dezvoltă într-un stil concis şi didactic noţiunile generale ale prospecţiunii gravimetrice, teoria sumară a cîmpului gravitaţional, procedeele de determinare a gravitaţiei, determinarea derivatelor de ordinul II ale potenţialului gravitaţional, teoria matematică a prospecţiunii gravimetrice şi practica aplicării în teren a prospecţiunii gravimetrice. Se arată, de asemenea, progresul uriaş pe care l-a făcut gravimetria şi în special în U.R.S.S., cît şi rolul savanţilor sovietici în continua dezvoltare a metodelor de prospecţiune geofizică. Este tratată însă prea succint partea privind procedeele statice de măsurare a forţei de gravitaţie, cît şi problema determinării densităţii rocilor. Este adevărat, însă, că an cu an, atît geofizica aplicată, cît şi cea teoretică, se îmbogăţesc şi este explicabil că patru ani reprezintă pentru geofizică o perioadă mare.

În partea a doua a cursului, V. O. Urîson expune bazele prospecţiunii magnetice, aparatura utilizată în prospecţiunile magnetometrice şi procedeul practic de efectuare a acestor prospecţiuni. Această parte pare a fi mai puţin dezvoltată faţă de celelalte, dar

aceasta numai din cauza faptului că prospecţiunile magnetice au cea mai mare utilizare în prospectarea zăcămintelor de minereuri. Dezvoltarea cea mai mare o capătă, în această parte, descrierea aparaturii care se utilizează pentru măsurători în teren şi gradarea acesteia.

În partea a treia, V. O. Urîson expune mult mai pe larg bazele prospecţiunii electrice, metoda rezistivităţilor, aparatura şi utilajul folosit în metoda rezistivităţilor, sondajul electric vertical, profilarea electrică, metoda spirei şi măsurarea diferenţelor naturale de potenţial. Această parte este mai dezvoltată deoarece metoda electrică de prospecţiune fiind, în general, o metodă structurală, a căpătat şi în practica prospectării zăcămintelor de ţiţei şi gaze o amploare mai mare.

În partea a patra, L. A. Riabinkin descrie noţiunile generale privind prospecţiunea seismică, bazele fizice şi geologice ale prospecţiunii seismice, aparatura seismică, efectuarea practică a lucrărilor de prospecţiune seismică, hodografii şi sistemele de hodografi ai undelor seismice, bazele interpretării măsurătorilor prospecţiunii seismice, metodele de prospectare seismică şi exemple de prospectare seismică a unor zăcăminte de petrol din U.R.S.S.

Această parte are dezvoltarea cea mai mare în cursul mai sus menţionat, dezvoltare explicabilă prin faptul că metoda seismică de prospecţiune este o metodă structurală, care dă din an în an cele mai preţioase rezultate în practica prospectării zăcămintelor de ţiţei. De altfel, pînă în prezent, această parte a cursului reprezintă aproape întreg materialul documentar necesar specialiştilor care lucrează în seismică, deoarece un curs strict de seismometrie încă nu a apărut, el fiind în curs de pregătire.

În această parte este bine explicată metoda reflexiei, procedeele practice de lucru în teren, aparatura care se utilizează în prezent şi la noi, şi partea practică de corelare şi interpretare.

Exemplele de prospecţiune seismice, în regiuni şi condiţii diferite, oferă bogata experienţă a geofizicienilor sovietici, specialiştilor din ţara noastră.

Partea a cincea, scrisă de V. A. Dolitki, cuprinde: problemele interpretării geologice a materialului prospecţiunilor geofizice şi domeniul de aplicare a prospecţiunilor geofizice, influenţa factorilor geologici asupra rezultatelor măsurătorilor geofizice, interpretarea geologică a datelor geofizice, care sînt condiţionate de structuri geologice tipice şi interpretarea geologică a ridicărilor geofizice regionale.

Pînă la apariţia acestui curs, care înglobează aproape toate metodele geofizice, nu s-a dat o atenţie deosebită părţii de interpretare geologică a măsurătorilor geofizice, în corelaţie cu datele furnizate, atît de toate metodele geofizice, cît şi de geologie. În acest fel, cursul este cu atît mai de folos, cu cît reuşeşte să dea şi studenţilor şi specialiştilor exemple concrete de interpretare geologică în regiuni cît mai diferite şi în special din imensul teritoriu al U.R.S.S.

În încheiere este arătat rolul prospecţiunilor geofizice în complexul lucrărilor de prospecţiuni geologice pentru petrol şi gaze, importanţa metodelor de prospecţiune geofizică în economia naţională, cît şi căile pentru dezvoltarea continuă a geofizicei aplicate.

Faţă de manualul *Prospecţiuni geofizice* destinat cadrelor tehnice medii *Cursul de metode geofizice pentru prospectarea zăcămintelor de petrol* este de un nivel mult superior şi este destinat în special studenţilor şi specialiştilor din industria petrolieră.

Fără pretenţia de a conţine totul pentru fiecare metodă în parte (acesta este obiectul unor cursuri separate, ca de exemplu: *Gravimetria şi prospecţiunea gravimetrică* de L. V. Sorokin, Gostoptehizdat, 1953. *Prospecţiunea electrică a zăcămintelor de ţiţei şi gaze*, Gostoptehizdat, 1951, de V. N. Dahnov; *Curs de magnetometrie*, Gosgeolizdat, 1951, de A. A. Logacev), acest curs, mai ales şi pentru faptul că a fost tradus în întregime şi probabil, va fi şi editat, poate constitui punctul de plecare în cunoaşterea metodelor de prospecţiune geofizică utilizate în descoperirea a noi şi noi zăcăminte de minerale utile.

Prin numeroasele şi variatele exemple de prospecţiuni geofizice, executate în diverse regiuni ale U.R.S.S., de metodică a aplicării şi de interpretare geologică a rezultatelor obţinute, acest curs poate îmbogăţi considerabil cunoştinţele specialiştilor din domeniul geofizicei teoretice şi aplicate.

Bişir Dumitru

PROFESORUL AUREL IONESCU

Profesorul universitar Aurel Ionescu şi şeful Secţiei de fizică a Filialei din Cluj a Academiei R.P.R., moare, după o viaţă de muncă rodnică şi devotată, la vîrsta de 52 de ani, în plină putere de creaţie ştiinţifică.

Învăţămîntul şi Academia suferă o pierdere foarte grea, a unui profesor distins şi a unui fizician de mare clasă.

La 1 ianuarie 1925 este numit asistent la catedra de fizică moleculară, acustică şi optică. În anul 1931 pleacă la Paris, în concediu de studii, ca elev al şcoalei Normale superioare, unde, după doi ani şi jumătate, obţine cu mare succes, titlul

de doctor în ştiinţele fizice, cu lucrarea: *Spectrul de absorbţie al bioxidului de sulf şi al sulfurei de cărbune.* În anul 1935 este numit şef de lucrări.

Teza a fost lucrată în laboratorul de chimie fizică din Sorbona, de sub conducerea profesorului Jean Perrin.

După un stadiu de conferenţiar suplinitor la catedra de chimie fizică de la Universitatea din Bucureşti, trece în anul şcolar 1942—43, ca profesor titular de chimie fizică la Universitatea din Cluj, atunci în Timişoara.

În ultimii ani a ţinut cursuri de fizică la Universitatea din Cluj, unde era profesor şef de catedră, la catedra de fizică experimentală.

În anul 1949, puţin timp după crearea Institutului de fizică, Aurel Ionescu este numit colaborator al acestui Institut şi şef al colectivului de fizicieni de la Cluj.

Profesor emerit, Aurel Ionescu, a organizat învăţământul fizicei la Universitatea din Cluj, ridicîndu-l la nivelul înalt şi la eficacitatea cerută de timpurile noi şi de nevoile poporului nostru, care îşi construieşte socialismul.

Ca şef al Secţiei de fizică din Cluj, a reuşit să organizeze un centru de cercetări de fizică care face cinste Academiei şi ţării noastre. Este unul din acei care a înţeles cel mai bine îmbinarea teoriei cu practica, promovînd la Cluj un ansamblu de lucrări teoretice de mare valoare, menită să sprijine cercetări practice de importanţă esenţială pentru economia ţării, cum ar fi acelea privind cracarea electrică a metanului, unde el şi colaboratorii săi au obţinut rezultate importante pentru practică şi pentru ştiinţă.

Experimentator desăvîrşit şi de mare talent, nu s-a dat în lături în faţa nici unei greutăţi asigurîndu-şi aparatura şi dispozitivele necesare cercetărilor sale şi nevoilor didactice, prin imaginarea şi construirea lor în ţară, unde contribuţia lui proprie era predominantă.

Bun teoretician şi bun experimentator el a dus la capăt lucrări ştiinţifice de mare valoare. Putem cita astfel lucrările din domeniul spectroscopiei moleculelor, prin care Aurel Ionescu a adus un însemnat aport în analiza spectrelor de bandă a moleculelor cu trei axe de inerţie diferite, structura lor fină fiind precizată şi interpretată în lumina cerinţelor celor mai riguroase ale mecanicelor ondulatorii moderne.

Partidul şi Guvernul au cinstit munca ştiinţifică a lui Aurel Ionescu, decorîndu-l cu ordine importante şi acordîndu-i un premiu de stat clasa I-a.

Un mare animator, un conducător şi organizator excepţional, Aurel Ionescu a jucat un rol de frunte în promovarea fizicii de la noi. El lasă regrete unanime printre fizicieni, care pierd un sfătuitor darnic, un muncitor neobosit, un fizician greu de înlocuit.

Profesor HORIA HULUBEI

A. *LISTA DE LUCRĂRI ŞTIINŢIFICE*

1. *Conductibilitatea electrică a metalelor şi efectul Joule.* Bul. Soc. Rom. Fiz., 1926, p. 1.
2. *La notion de propagation dans la mécanique ondulatoire.* Bul. Ştiinţ. Acad. Rom., 1931, nr. 6—8.
3. *Sur la structure fine des bandes d'absorption du bioxyde de soufre dans l'ultra-violet.* C. R. Acad. Sci., Paris, 1933, t. 197, p. 1476.
4. *Sur le spectre d'absorption du bioxyde de soufre dans l'ultra-violet.* C. R. Acad. Sci. Paris, 1933, t. 197, p. 35.
5. *Spectre d'absorption du bioxyde de soufre et du sulfure de carbone dans l'ultra-violet.* Thèses Paris, 1933.
6. *Spectre d'absorption de l'acétylène dans l'ultra-violet.* Bul. Soc. Rom. Fiz., 1934, vol. 36, p. 151.

7. *Spectre d'absorption de l'acétylène dans la région* 2350—2050 *A*. C. R. Acad. Sci. Paris, 1934, t. 199, p. 710.
8. *Sur la structure des bandes d'absorption de l'acétylène dans l'ultra-violet.* C. R. Acad. Sci. Paris 1935, t. 200, p. 817.
9. *Spectrographe à grande dispersion pour l'ultra-violet.* Revue d'Optique, 1936, t. 15 p. 298.
10. *Sur le spectre d'absorption du cyanogène dans le proche ultra-violet.* C. R. Acad. Sci. de Roum., 1937, t. 1, p. 384.
11. *Sur les bandes d'absorption ultra-violettes du bioxyde d'azote.* C. R. Acad. Sci. de Roum., 1937, t. 1. p. 388.
12. *Sur le spectre ultra-violet d'absorption du bioxyde d'azote.* Journal de Physique, 1937, t. VIII, p. 369.
13. *Sur le spectre d'absorption de la vapeur de benzène dans l'ultra-violet. Influence de la température sur le développement des bandes.* C. R. Acad. Sci. de Roum., 1937, t. II, p. 39.
14. *Cercetări asupra descompunerii electrice a metanului* (I). Bul. Ştiinţ. Acad. R.P.R., t. 1, nr. 5, 1949.
15. *Cercetări cinetice asupra hidrolizei autocatalitice a esterilor* (în colaborare cu Emilia Grecu). Studii şi cercetări de fizică, vol. 2, nr. 1—2, 1951, p. 153.
16. *Acţiunea ultrasunetului asupra hidralizei formiatului de etil.* Studii şi cercetări de fizică, vol. 2, nr. 1—2, 1951, p. 169.
17. *Cercetări asupra echilibrului soluţiilor binare prin măsurători de puteri inductoare specifice* (în colaborare cu dr. Silvia Ionescu). Studii şi cercetări de fizică, vol. I, 1951, p. 187.
18. *Cercetări asupra descompunerii electrice a metanului II* (în colaborare cu dr. Silvia Ionescu şi Emilia Grecu). Comunicare în sesiunea ordinară a Academiei R.P.R. din iunie 1950. Memoriu depus la Academie (nepublicat).
19. *Cercetări asupra echilibrului soluţiilor binare prin măsurători de puteri inductoare specifice* (II) (în colaborare cu dr. Silvia Ionescu şi Liviu Blaga). Studii şi cercetări de fizică, vol. I, nr. 1, 1950, p. 187. (Lucrare comunicată în sesiunea ştiinţifică Acad. R.P.R. iunie 1953).
20. *Prospector electro-acustic prin impulsuri pentru defectoscopia metalelor.* Memoriu depus la Academia R.P.R. în februarie 1953 (nepublicat).
21. *Prepararea acetilenei prin cracarea electro-termică a gazului natural.* Memoriu tehnologic depus la Ministerul Metalurgiei şi Industriei Chimice în 1951 (nepublicat).

B. *LUCRĂRI ŞTIINŢIFICE EXECUTATE PENTRU UNELE DEPARTAMENTE INDUSTRIALE*

C. *LUCRĂRI DIDACTICE*

22. *Lucrări practice de fizică generală.* Litografiat, Facultatea de ştiinţe Bucureşti, 1930 (epuizat).
23. *Elemente de fotometrie vizuală şi fotografică, optică geometrică şi instrumente optice.* Litografiat, Facultatea de ştiinţe Bucureşti, 1930 (epuizat).
24. *Curs de chimie fizică.* Editat de centrul studenţesc din Cluj în 1947.
25. *Structura materiei.* Curs editat de centrul studenţesc din Cluj în 1948.

ABONAMENTELE SE FAC LA OFICIILE POŞTALE
PRIN FACTORII POŞTALI ŞI DIFUZORII VOLUNTARI
DIN INTREPRINDERI ŞI INSTITUŢII

[1084]